

JURIS GRĒVE

**MĒROGA UN MODEĻU
LIETOŠANAS NEPILNĪBAS
ATOMFIZIKĀ**

RĪGAS TEHNISKĀ UNIVERSITĀTE

SATURS

1. Autora ievads	3. lpp
2. Elektronu žiromagnētiskās attiecības precizēšanas iespējas feromagnētiskiem elementiem.	5. lpp
3. Feromagnētiskās rezonanses cēloņu un g-faktora precizēšana.	13. lpp
4. Šterna-Gerlaha eksperimenta interpretācija ar klasiskās fizikas līdzekļiem.	24. lpp
5. Autora pēcvārdi.	32. lpp.

AUTORA IEVADS

Brošūra ar nosaukumu: MĒROGA UN MODEĻU LIETOŠANAS NEPILNĪBAS ATOMFIZIKĀ tapusi kā blakus produkts ilgiem un plašiem ferītu magnētisko īpašību pētījumiem Rīgas Tehniskajā universitātē (20. gadsimta 60-tie un 70-tie gadi), atbilstoši zinātniski – pētniecisko līgumu prasībām. Veikt šādus neapmaksātus blakus pētījumus veicināja autoram neizprotams un nepieņemams fakts, ka modernā fizika ir samierinājusies ar to, ka dažiem kvantu mehānikas postulātiem, kas secināti pēc fizikā būtiskiem eksperimentiem, trūkst skaidrojumu klasiskās fizikas ietvaros. Turklāt daži postulāti ir klajā pretrunā ar klasiskās fizikas priekšstatiem.

Kvantu mehānikā kopš 1925. gada tiek lietots elektrona “spina” modelis, kur elektronam piedēvē īpašu mehānisku pašmomentu, kam noliegta saistība ar tā orbitālo kustību, jo ir divas reizes lielāks par orbītas mehānisko momentu. Šādam modelim nevar būt klasiska skaidrojuma, jo, ievērojot elektrona niecīgos izmērus, kādam punktam uz tā virsmas būtu jāattīsta ātrums, kam simtkārtīgi jāpārsniedz gaismas ātrums. Materiālam punktam tā ir neiespējama prasība. Tas lika samierināties ar vairāku fundamentālu eksperimentu skaidrojumu, lietojot formālu elektronu raksturojošu parametru: g-faktoru, ar kura palīdzību tiek koriģēta elektrona magnēt-mehāniskās attiecības skaitliskā vērtība.

Par pierādījumu “spina” izpausmei (eksistencei) tiek minēti šādi pētījumi: tiešie magnēt-mehāniskās attiecības mērījumi feromagnētiķiem, feromagnētiskās rezonanses pētījumi, atomu kūļu grupēšanās Šterna-Gerlaha eksperimentos, kā arī atomu spektroskopijas rezultāti.

Tomēr, lai arī tā laika magnētisko mērījumu un eksperimentu skaidrojumos tika lietoti modernās fizikas modeļi un terminoloģija, konstatētās neatbilstības vai novirzes tika skaidrotas nevis formālajā kvantu fizikas, bet gan uzskatāmajā – klasiskās fizikas valodā, lietojot tādus terminus kā “orbītas pilna iesaldēšana”, vai “orbītas daļēja iesaldēšana”. Izplatītais formālisms nespēja izskaidrot iemeslus, kādēļ pastāv eksperimenti, kuros elektronam konstatē dažādas spina vērtības (veselas un pus-veselas), bet brīvam elektronam spina izpausmes nenovēro.

Pētot eksperimentu aprakstu oriģinālus par minētajām tēmām, bija jākonstatē, ka pārpratumu un pārsteidzīgu secinājumu cēlonis ir neatbilstoša mēroga lietošana, kā arī atomu savstarpējās mijiedarbības ignorēšana svarīgu eksperimentu analīzē un skaidrojumos. Vispirms izdevās noskaidrot pārpratumu cēloņus feromagnētiķu tiešo žiromagnētiskās attiecības mērījumu rezultātu analīzē. Šo pētījumu autori savos aprēķinos bija lietojuši magnetizācijas modeļi, kas atbilst homogēnām, Izotropām, vai amorfām vidēm, nevis anizotropām, poli-kristāliskām struktūrām, kas bija pētījumu objekti. Pēc rūpīgas pārbaudes, šos secinājumus atļāvās publicēt Kanādas žurnāls Physics Essays (Grēve J., The possibility to specify the gyromagnetic ratio of electrons in ferromagnetic elements, Physics Essays, Vol 28, No 1, 2015, 14-18).

Tā kā autoram savulaik bija iespēja vērot gan savu kolēģu sagatavošanas darbus feromagnētiskās rezonanses eksperimentiem, gan arī vērot eksperimentu gaitu, tad tieši feromagnētiskā rezonanse kļuva par elektrona “spina” problēmas skaidrojuma nākošo objektu.

Kā zināms, rezonanses pētījumos mikroviļņu diapazonā izvēlas ferītus, kas ir keramikas tehnoloģijā izgatavoti monokristāli vai polikristāliski materiāli. Rūpīga analīze lika secināt, ka arī šo eksperimentu skaidrojumos līdz šim tikusi ignorēta, vai nepietiekoši novērtēta divu magnetizācijas mehānismu kopēja norise. Turklāt domēnu robežu kustības dominējošā loma liek pārskatīt feromagnētiskās rezonanses izcelsmes pamatojumu un sniedz iespēju izskaidrot elektrona “spina” problēmu ar klasiskās fizikas līdzekļiem. Šī sadaļa ir publicēta žurnālā Physics Essays (Grēve J., Clarification of the causes of ferromagnetic resonance and the value of the g-factor. Physics Essays, Vol 28, No 4, 2015, 507-514).

Ar elektrona “spina” problēmu un klasiskai fizikai neraksturīgo atomu telpiskās orientācijas parādību, uzmanības lokā nonāca Šterna-Gerlaha eksperimentu interpretācijas. Izdevās pamanīt, ka līdz šim brīva atoma kustības aprakstos ir tikušas ignorētas rotācijas kustību brīvības iespējas. Ņemot vērā

arī makroskopiskas modelēšanas un procesu simulēšanas eksperimentu rezultātus, tika gūta iespēja interpretēt Šterna-Gerlaha eksperimentus ar klasiskās fizikas līdzekļiem. Analizējot atomu kustību magnētiskajā laukā retinātās vidēs, ir piedāvātas iespējas normālā un anomālā Zēmana efekta izskaidrošanai ar klasiskās fizikas līdzekļiem. Minētās atziņas arī var lasīt žurnālā *Physics Essays* (Grēve J., Interpretation of the Stern–Gerlach experiment by means of classical physics, *Physics Essays*, Vol 29, No 3, 2016, 435-439).

Žurnālu kopiju pasūtīšanas izmaksas ir visai iespaidīgas, tādēļ, lai atvieglotu piekļūšanu informācijai latviešu valodas pratējiem, tiek piedāvāts tulkojumu teksts oriģinālvalodā. Šāds variants arī nepārkāpj ar izdevniecību *Physics Essays Publication* noslēgto līgumu.

Mēģināts saturu pasniegt tā, lai tas būtu saprotams fizikas studentiem, pasniedzējiem un pētniekiem, un palīdzētu orientēties dažos pārpratumos, kas iesakņojušies daudzās fizikas nozarēs jau 90 gadu garumā.

Vēlot sekmes un panākumus,

Autors

ELEKTRONA ŽIROMAGNĒTISKĀS ATTIECĪBAS PRECIZĒŠANAS IESPĒJAS FEROMAGNĒTISKIEM ELEMENTIEM

Juris Grēve
Rīgas Tehniskā universitāte
Elektronikas un Telekomunikāciju fakultāte
Āzenes iela 12, Rīga, LV-1048, Latvija
Juris.Greve@rtu.lv

Anotācija:

Dažiem kvantu mehānikas postulātiem, kas secināti pēc būtiskiem fizikas eksperimentiem, nav skaidrojumu klasiskās fizikas ietvaros. Pētot eksperimentu aprakstu oriģinālus par feromagnētisku paraugu pētījumiem, kļūst acīmredzams, ka, līdz pat mūsdienām, elektrona žiro-magnētiskās attiecības aprēķinos tiek ignorēti gan poli-kristāliskos paraugos eksistējošā domēnu struktūra, gan ar to saistītie magnetizēšanas procesi. Tos ievērojot, izdodas pārliecinoši izskaidrot un izskaidrot atkārtotu mērījumu izmaiņas laika gaitā, kā arī elektrona orbītas noteicošo lomu. Var ieteikt šāda tipa eksperimentus veikt ar feromagnētisku elementu paraugiem to amorfā stāvoklī, vai ar paraugiem, kuros ir tikai viens magnētiskais domēns.

Atslēgas vārdi

Elektrons. Žiro-magnētiskā attiecība. Feromagnētiski elementi. Domēni. Magnetizācija.

I. IEVADS

Elektrona modeļa izveidošanai ļoti būtiska ir tā kustības mehāniskā un magnētiskā momenta attiecības (žiro-magnētiskās attiecības) noskaidrošanai. Modernās kvantu fizikas ietvaros šī attiecība tiek definēta kā formāla konstante, kurai nav skaidrojuma klasiskajā fizikā. Tomēr, vēlēšanās elektrona spinam rast skaidrojumu klasiskajā fizikā ir saskatāma publikācijās, kurās elektrona raksturošanai lietoti kvazi-klasiski paņēmieni, vai pseido-klasiski modeļi [1-5].

Caurlūkojot vēsturisku eksperimentu aprakstus no pirmavotiem, var secināt, ka eksperimentos ar feromagnētiskiem paraugiem, aprēķinot elektronu žiro-magnētisko attiecību, nav ņemti vērā šajos poli-kristāliskajos paraugos pastāvošās individuālās magnētisko domēnu struktūras un ar tām saistītie magnetizācijas procesi. Ņemot šos faktorus vērā, žiro-magnētiskai attiecībai var sniegt klasisku skaidrojumu.

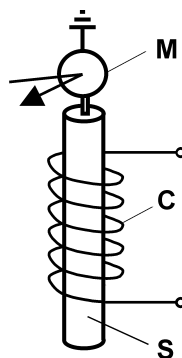
Mācību grāmatās ir plaši aprakstīti elektronu žiro-magnētiskās attiecības eksperimentu pētījumi, kuru nolūks ir noskaidrot elektrona galvenās īpašības. Bora atoma teorijas ietvaros [6] elektrona orbītas magnētisko momentu var definēt kā $p_m = (1/2)evr$, kur e ir elektrona lādiņš, v ir elektrona kustības tangenciālais ātrums, un r ir elektrona orbītas rādiuss. Savukārt, elektrona orbitālās kustības mehānisko (impulsa) momentu raksturo $L = mvr$, kur m ir elektrona masa, tādējādi elektrona magnēt-mehānisko attiecību var izteikt:

$$p_m/L = (1/2)(e/m). \quad (1)$$

Tās apvērsta vērtība $\rho = L/p_m$ ir pazīstama, kā žiro-magnētiskā attiecība. Kopš 1925. gada pastāv hipotēze, ka elektronam ir arī savs pašmoments – spins L_s , kas nav atkarīgs no tā orbitālās kustības, un ir savs magnētiskais moments p_{ms} [7]. Ar šo hipotēzi izdevās izskaidrot daudzus novērojumus eksperimentos. Literatūrā minēts, ka šī hipotēze vēlāk tikusi pierādīta, un, saskaņā ar kvantu mehānikas likumiem, elektrona spina magnēt-mehāniskā attiecība ir $p_{ms}/L_s = e/m$.

Tiek apgalvots, ka Einšteina un de Hāza 1915. gadā veiktie eksperimenti (att. 1.) pierāda šo hipotēzi. Cilindriskas formas feromagnētiska materiāla stienītis (paraugs) S tiek iekārts ļoti tievā elastīgā saitē, kas var savērties. Ar stienīti nekustīgi saistīts spogulītis M , no kura atstarotais gaismas stars dod iespēju noteikt pagriezienu leņķi. Stienīti brīvi aptver solenoīds. Laižot tajā strāvu, tiek radīts magnētiskais lauks un stienītis pagriežas, jo vienlaicīgi ar atomu magnētisko momentu orientēšanu mainās arī to mehāniskais impulsa moments. Saskaņā ar impulsa momenta nezūdamības likumu noslēgtai sistēmai, stienīša impulsa momentam jāmainās pretējā virzienā. Vienreiz ieslēdzot strāvu, pagriezienu leņķis ir mazs. Novirzi var palielināt, izmantojot rezonansi, kas iestājas, ja solenoīdā laiž maiņstrāvu, kuras frekvence atbilst stienīša pašsvārstību frekvencei. Eksperimentā var noteikt stienīša magnētisko momentu un impulsa momentu, kā arī to attiecību. Izrādījās, ka šo momentu attiecība ir $-e/m$.

Neatkarīgi notika arī S. Bārnetā [8] eksperimenti 1915.g., kas konstatēja apgriezto – mehāniski magnētisko efektu. Atomu, kam piemīt impulsa moments, var uzskatīt par žiroskopu. Tādēļ, ja iegriež stienīti, atomu impulsa momentiem un arī magnētiskajiem momentiem jānostājas paralēli griešanās asij, t. i., stienītim jāiegūst magnētiskais moments. Ar ļoti lielām grūtībām, paraugam rotējot ar 100 Hz frekvenci, izdevās konstatēt ļoti vāju parauga magnetizēšanos, kas bija ekvivalenta parauga ievietošanai magnētiskajā laukā, kas 10^5 reizes vājāks par Zemes magnētisko lauku.



1. att. Einšteina-de Hāzes eksperimenta shēma.

S – cilindrisks feromagnētisks paraugs,
 M – spogulis, c – magnetizēšanas spole.

Stienīša iegūtā magnētiskā momenta virziens ir pretējs impulsa momenta virzienam. Tas apstiprina priekšstatu, ka parauga magnētisko momentu nosaka negatīvi lādētu daļiņu (elektronu) magnētisko momentu orientācija.

II. HIPOTĒZES CĒLOŅU ANALĪZE

Svarīgi ir saskatīt, ka šajā nozīmīgajā fizikas atzarā – kvantu mehānikā - notikusi atkāpšanās no ierastās cēloņu un seku secīgas analīzes principa, kas ir nevainojams klasiskās fizikas princips. Būtībā **pierādījuma** vietā tiek piedāvāts **apgalvojums**, ka hipotēze ir nevainojama un sekojošie eksperimentu apraksti to **apstiprina**.

Šīs publikācijas nolūks ir parādīt, ka šāds paņēmieni nespēj nekļūdīgi piekļūt patiesībai. Ir svarīgi ielūkoties notikumu secībā:

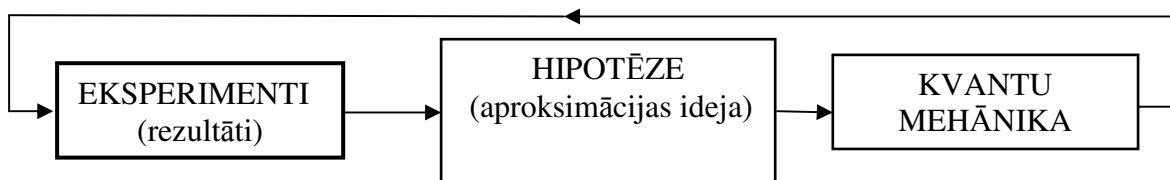
1. Bārnetā eksperimenti (1909 - 1914. g.) [8];

2. Einšteina – de Hāza eksperimenti (1915 - 1916. g.) [9-11];
3. Šterna – Gerlaha eksperimenti (1922. g.) [12];
4. Gaudsmita – Ūlenbeka hipotēze (1925. g.) [7];
5. Šrēdingera viļņu mehānika (1926 -1927. g.) [13];
6. Dīraka elektrona spina pamatojums 1928.g. [14].

Tātad, vispirms tika veikti eksperimenti, kuru rezultātus bija grūti izskaidrot. Tad Ulenbeks un Gaudsmita izvirzīja pieņemamu hipotēzi, kurai pateicīgie kvantu mehānikas speciālisti piemeklēja piemērotus spina operatorus [7], tiesa, **atsakoties no tradicionālās prakses** – izmantot klasiskās un kvantu mehānikas atbilstību [14].

Shēmā (2. att.) redzams, ka izveidojies klasiskais noslēgtais loks. Apgalvojumam, ka kvantu mehānika pierāda hipotēzes un eksperimentu skaidrojuma patiesumu, nav droša pamata, jo arī citas hipotēzes ietekmē var piemeklēt piemērotus operatorus citai “patiesībai”.

Patiesības meklējumos mums jāvērsas pie eksperimentu pirmavotiem. Spriežot pēc norādēm uz publikācijām [2], jau 1861. gadā Maksvels centās eksperimentāli pierādīt elektronu kustības žiroskopisko raksturu. Liekot rotēt magnetizētām ķermenim ap asi, kuras virziens nesakrīt ar magnetizācijas virzienu, cerēja, ka magnetizētais ķermenis pagriezīsies, lai savietotu magnetizācijas virzienu ar piespiedu rotācijas virzienu. Eksperiments nebija veiksmīgs. Toreiz vēl nezināja, ka vērtējamais efekts ir ārkārtīgi niecīgs.



2. att. “Pierādījuma” shēma.

Novērot rotējoša ķermeņa magnetizēšanos 1901. g. neizdevās arī Džonam Perijam. Veiksmīgāks bija S. Barnets, kas kopā ar L. Barnetu guva panākumus, publicējot tos 1909 – 1915.g. [2].

Apgriezto efektu – ķermeņa rotāciju magnetizācijas laikā – jau 1908. g. publikācijā paredzēja O.W. Ričardsons. Līdz pat 1915. g. beigām A. Einšteins un W.J. de Hāzs nebija informēti par šo priekšvēsturi un savus rezultātīvos pētījumus publicēja 1915. un 1916.g. Lai gan abu paņēmieni rezultāti bija līdzīgi, augstāku precizitāti varēja sasniegt ar Einšteina – de Hāza metodi. General Motors pētniecības laboratorijās gūtie rezultāti publicēti [9] – dzelzij, bet [10] – niķelim un kobaltam. Aprēķinātās paraugu žiromagnētiskās attiecības L/p_m bija tuvas vērtībai m/e . Dzelzij $1,028 \pm 0,001$, kobaltam $1,068 \pm 0,004$, un niķelim $1,078 \pm 0,002$,

Analizējot publikāciju saturu, rodas vairāki noskaidrojami jautājumi:

1. Kādēļ žiromagnētiskā attiecība trim dažādiem feromagnētiķiem ir atšķirīga?
2. Kas liek žiromagnētiskai attiecībai atšķirties no lieluma $2m/e$, kas atbilst elektrona orbitālai kustībai?
3. Kādēļ žiromagnētiskā attiecība mainās dienu, mēnešu un gadu gaitā [11]?
4. Kādēļ mērītā parauga īpašības tiek identificētas ar mērītā elektrona īpašībām?

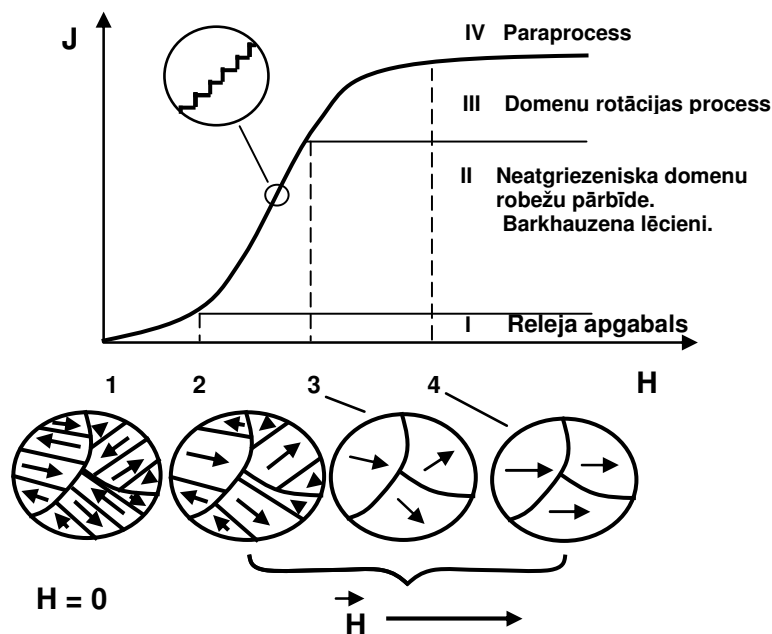
Jau pagājušā gadsimta 60. gados magnētisko materiālu īpašību mērījumos tika konstatēts, ka pētāmā parauga īpašības var atšķirties no vielas (substances) īpašībām. Tas izpaudās ar to, ka mērījumu rezultātus ietekmēja gan parauga izmēri, gan forma, gan iekšējā tekstūra un nemagnētiskie ieslēgumi [15]. Šie fakti žiromagnētisko mērījumu sākuma posmā nebija zināmi, vai arī tika uzskatīti par nebūtiskiem, tieši magnēt-mehāniskās attiecības mērījumos.

Magnetizācijas procesu izpēti mikroskopiskā līmenī kļuva sekmīga tikai 1931. g., kad Biters mikroskopā feromagnētiķiem saskatīja domēnus – īpašus mikroskopiskus (daži desmiti mikrometri) apgabalus, kuri spontāni magnetizēti līdz piesātinājumam. Iemesls tiek pamatots ar kristālu telpisko anizotropiju [13]. Feromagnētiķiem ir kristāliska daudz-graudaina struktūra, kur domēniem ir dažāda orientācija un tādēļ to kopējais magnētiskais moments var būt vienāds ar nulli. Mūsdienās pašus domēnus un to “starpšienus” pārvietošanos izdodas novērot Rentgena staros [16]. Šīs feromagnētiķu īpašības pietiekami skaidri ir sniegtas klasiskajā fizikas kursā [3] un jau minētajā mācību grāmatā [12] 360. lpp. Turpat atrodams arī pārlicinošs magnetizācijas procesa skaidrojums.

Tipiskā magnetizācijas procesā var izšķirt četrus posmus. Tiem atbilst četri magnetizācijas līknes apgabali (3. att.). Zem magnetizācijas līknes attēlots neliels feromagnētiķa apgabals ar trim mono-kristāliskiem graudiem (kristāliņiem) ar to domēnu struktūru, kas atbilst katra magnetizācijas posma sākumam.

Pirms magnetizācijas ($H=0$) paraugs ir atmagnetizētā stāvoklī (3.att. 1). Domēnu virzieni kristāliņos ir dažādi, bet vienā kristāliņā blakus domēnu magnetizācijas virzieni ir pretēji.

Magnetizācijas *pirmajā posmā* pārbīdās domēnu robežas. Aug tie domēni, kuru magnetizācijas virziens veido mazāku leņķi ar ārējā lauka virzienu. Tas notiek uz pārējo domēnu rēķina (stāvoklis 2). Process vēl ir atgriezenisks – noņemot lauku, atjaunojas agrākās domēnu robežas. Līknes apgabalu **I** sauc par Releja apgabalu. Pirms magnetizācijas ($H=0$) paraugs ir atmagnetizētā stāvoklī 1.



3. att. Feromagnētiķu magnetizācijas līknes posmi (no I līdz IV) ar atbilstošu magnetizācijas struktūru katra posma sākumā (no 1 līdz 4), kas ilustrēta ar trim feromagnētiķa kristāliņu graudiņiem aplī.
 J – parauga magnetizācija, H – ārējā magnētiskā lauka intensitāte.

Magnetizācijas *otrajā posmā* (līknes apgabals **II**) notiek neatgriezeniska domēnu robežu pārbīde un lēcienveidīgi (Barkhauzena lēcieni) viss kristāliņš pāriet viena domēna stāvoklī 3.

Vēl vairāk palielinot magnētiskā lauka intensitāti *trešajā posmā* (līknes apgabals **III**) vienlaikus visi magnētiskie momenti maina virzienu vesela domēna robežās, tiem pagriežoties ārējā lauka virzienā. Šā posma noslēgumā iestājas magnetizācijas piesātinājuma stāvoklis 4.

Tālāk – ceturtajā posmā iespējama tikai neliela papildu magnetizācija uz to elektronu magnētisko momentu rēķina, kuri nepedalās spontānajā magnetizācijā (paraproces).

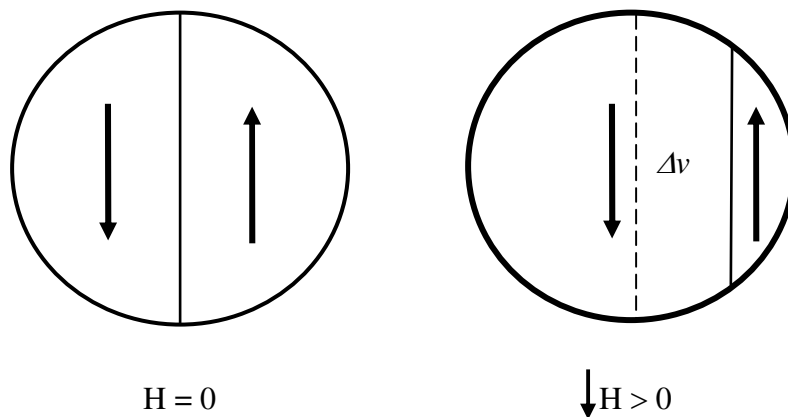
III. PROBLĒMAS CĒĻI UN RISINĀJUMS

Kā redzam, magnetizācijas procesi parauga tilpumā nav viendabīgi, tādēļ īpašības, kas piemīt makroskopiskam paraugam ar tilpumu V var būtiski atšķirties no īpašībām, kas raksturo vielu tās mikroskopiskā elementārā tilpumā dV .

Barneta žiromagnētisko eksperimentu analīzē līdz šim tika lietots vienkāršots modelis: parauga magnetizācijas vektora rotācija. Šim modelim, mainot parauga mehāniskā impulsa momenta vērtību no 0 līdz L , atbilstoši jāmainās parauga magnetizācijas momenta vektora projekcijai no 0 , līdz tās robežvērtībai p_m . Lai paaugstinātu mērījumu precizitāti, Barnets strauji reversēja parauga rotācijas virzienu, panākot mehāniskā impulsa momenta izmaiņas par $2L$, un uzskatot, ka parauga magnētiskais moments mainīsies par $2p_m$. Tā kā tika novērota ļoti vāja magnetizācija, varam būt droši pārliecināti, ka process noritējis magnetizācijas līknes Releja apgabalā ar niecīgu domēnu robežas atgriezenisku pārvietošanos katrā vielas graudā (kristāliņā). Tas nozīmē, ka katrā domēnu robežas pārvietošanās skartajā vielas tilpumā Δv (4. att.) uz katru ārējā mehāniskā impulsa momenta izmaiņu notiek dubulta p_m izmaiņa (no $-p_m$ uz $+p_m$), kas tad veido ārējā magnētiskā lauka izmaiņu ΔH .

Poli-kristāliskos paraugos katra graudiņa – kristāliņa telpiskā orientācija var būt dažāda, līdz ar to dažādi vērsti var būt arī domēnu virzieni. Tādēļ mērīšanas virzienā izdodas konstatēt tikai vektoru L un p_m projekciju izmaiņas. Tas samazina eksperimenta jutīgumu, bet nespēj ietekmēt žiromagnētiskās attiecības lielumu.

Tā kā feromagnētiķiem piemīt spontānās magnetizēšanās īpašība un ir raksturīga spēja veidot tādu domēnu struktūru (konfigurāciju), kas nodrošina parauga ārējās enerģijas minimizēšanu, eksperimentos ar feromagnētiskiem paraugiem novēro parauga žiromagnētisko attiecību: $\rho_{par} = L / 2 p_m$, nevis gaidīto elektrona orbītas žiromagnētisko attiecību $\rho_{orb} = L / p_m = 2m/e$, kas ir divas reizes lielāka.



- 4. att.** Domēnu sienas pārbīde monokristāla apgabalā ar diviem domēniem.
 Δv – grauda tilpuma daļa, kurā notikušas magnetizācijas izmaiņas ārējā magnētiskā lauka (H) ietekmē.

Eksperimentos novērotās atšķirības no konstantes 2 var skaidrot ar domēnu struktūras īpatnībām paraugos – noslēdzošo domēnu eksistenci [12], kuros magnetizācijas virziens no kaimiņu domēniem novirzīts par 90° , nevis par 180° , kā parasti. Tāpat nevar noliegt vienlaicīgu magnetizācijas

rotācijas procesu klātbūtni. Šis process ir novērtēts kā enerģētiski neizdevīgs, tādēļ tā ietekme nevar būt liela.

Šie aspekti Bārmeta eksperimentu veikšanas laikā nebija zināmi. Tas arī veicināja pierakstīt elektronam pārdabisku, formālu papildus īpašību – spinu.

Parauga magnetizācijas apstākļi Einšteina – de Hāza eksperimentos ir citādi, jo paraugs tiek magnetizēts līdz piesātinājumam, izpildot visus trīs magnetizācijas posmus.

G. Skota [9] izpildījumā magnetizēšanas tinums tiek uztīts tieši uz paša parauga, bet strāvas radītais žiromagnētiskais efekts tiek ievērots aprēķinos. Diemžēl eksperimenta skaidrojumos izvēlētajam magnetizācijas modelim atbilst tikai neliela procesa daļa, kas notiek enerģētiski neizdevīgākajā magnetizācijas līknes trešajā posmā – domēnu magnētiskā momenta rotācijas procesā. Pirmajos divos magnetizācijas posmos notiek robežu nobīde starp pretējos virzienos magnetizētiem domēniem (180 grādu robežu nobīde), kurā pusei no kopējā domēnu tilpuma notiek magnētisko momentu inversija, tātad, ar divkārtu magnētiskā momenta izmaiņu – par $2p_m$. Eksperimenta skaidrojumā jācenšas ietvert abus minētos procesus.

Paraugam noteikto žiromagnētisko attiecību ρ_{par} izteiksim ar divu procesu summu:

$$\rho_{par} = L / p_{par} = L / [2 p_m \cdot d + p_m \cdot (1 - d)] , \quad (2)$$

kur $d < 1$ un pārstāv domēnu robežu nobīdes procesa ieguldījumu kopējā magnetizācijas procesā, bet $(1 - d)$ – rotācijas procesu ietekmi.

No (2) varam izteikt:

$$\rho_{par} = L / p_m (d + 1) . \quad (3)$$

Pārbaudot elektrona orbitālās kustības ieguldījuma hipotēzi, ievietosim formulā jau zināmo $\rho_{orb} = L / p_m = 2m/e$ un iegūsim:

$$\rho_{par} = 2(m/e) / (d + 1) . \quad (4)$$

Eksperimentu rezultātus bieži mēdz vērtēt arī ar Landē faktoru

$$g' = \rho_{orb} / \rho_{par} , \quad (5)$$

tādā gadījumā $g' = d + 1$ un domēnu robežu nobīdes procesa intensitāti var noteikt:

$$d = g' - 1 . \quad (6)$$

Aplūkojot [10] sniegtos eksperimentu rezultātus, var secināt, ka tie apstiprina elektrona orbitālās kustības ieguldījuma hipotēzi žiromagnētiskās attiecības aprēķinos, ja vien ievēro atšķirīgu magnetizēšanas procesu pastāvēšanu mikroskopiskos parauga tilpumos.

Kļūst skaidrs, kādēļ dažādiem feromagnētiķiem ir atšķirīga žiromagnētiskā attiecība, lai gan elektroni visiem ir vienādi. Mērījumus ietekmē feromagnētiķu kristalogrāfiskās uzbūves īpatnības, kas ir cēlonis domēnu struktūru savdabībai. Domēnu struktūru ietekmē arī parauga izgatavošanai lietotie paņēmieni: liešana, kalšana, karstā vai aukstā velmēšana, kā arī virsmas apstrādes kvalitāte. Sevišķi aukstās velmēšanas ietekmē ir vērojama magnētiskās caurlaidības pieaugums velmēšanas virzienā. Tas netieši liecina par kristāliņu vieglās magnetizēšanas ass piespiedu orientēšanos velmēšanas virzienā un rotācijas procesu lomas mazināšanos. No [9] ar formulu (6) var noteikt, ka domēnu robežu nobīdes procesu ietekme (d) bijusi: dzelzs paraugam 94,6%, kobalta paraugam 87,3%, bet niķeļa paraugam 85,5%.

Domēnu struktūras veidošanās teorija ir rūpīgi analizēta [12] un saistīta ar kristālu iekšējās enerģijas un anizotropijas nosacījumu kopumu. Iepazīšanās ar šiem nosacījumiem liek secināt, ka nav iespējams izgatavot divus paraugus ar identisku domēnu struktūru. Parauga iekšējie lokālie mehāniskie spriegumi, kas neizbēgami rodas izgatavošanas procesā, laika gaitā var normalizēties. Tas izskaidro mērījumu rezultātu [11] mainīšanos gadu gaitā.

Īslaicīgās novirzes mērījumos var mēģināt skaidrot ar kristālu magnetostrīcijas anizotropijas enerģijas izmaiņām sakarā ar gravitācijas spēku mainīšanos Zemes dabīgā pavadoņa – Mēness kustības ietekmē. Neviena laboratorija pasaulē nav pasargāta no nelielām gravitācijas izmaiņām, tādēļ nevar lolot cerību precīzi noteikt elektronu žiromagnētisko attiecību, ja tie ir iesaistīti jutīgu anizotropu kristālu uzbūvē.

IV. SECINAJUMI

Pārpratumi un maldi ir dabīgi pētniecības pavadoņi, ja tiek risināti, tā sauktie, pretējie (apgrieztie) uzdevumi – no eksperimentu sekām cenšas noskaidrot to cēloņus. Bet pretējiem uzdevumiem, ja vien tie ir iespējami, mēdz būt vairāki līdztiesīgi risinājumi, starp kuriem nav viegli noteikt patieso.

Pētījums rāda, ka analizējot magnetizēšanas procesus mikroskopiskā līmenī, izdodas atspēkot hipotēzi, ka žiromagnētiskās attiecības eksperimenti pierāda elektrona (neiespējami liela) pašmomenta – spina eksistenci. Jau pirms kvantu mehānikas noformēšanas tika novērtēts, ka tik liela pašmomenta gadījumā materiālam punktam uz elektrona virsmas jāpārvietojas ar lineāro ātrumu, kas ievērojami pārsniedz gaismas ātrumu [14]. Šis apstāklis lika kvantu mehānikai atteikties no reāla elektrona modeļa. Spins formāli tika definēts par specifisku kvantu rakstura lielumu (citādi nevarēja izskaidrot eksperimentu rezultātus). Kā redzams, bija notikusi tikai nepiemērota modeļa izvēle, kas saistīta ar pētāmā parauga un magnetizētas vielas domēna ārkārtīgi lielo izmēru atšķirību. Barnets [8] eksperimentos izmantoja metru garus paraugus ar 7 cm diametru, bet Skota [9] precizētajos mērījumos stienīšu garums bija 22 cm ar 1.5 cm diametru.

Ar nožēlu jākonstatē, ka šāda maldīga hipotēze un modeļi pastāvējusi kopš 1925. gada, lai gan Biters (Bitter) konstatēja domēnu eksistenci jau 1931. gadā, un divu, atšķirīgu magnetizācijas mehānismu darbība tika konstatēta ferītos [15]. Monogrāfijā [12] redzama domēnu īpašību precizēšanas gaita sākot ar Veisa hipotēzi (1907), Dorfmana (1927), Frenkeļa (1930), Bitera (1931), Bloha (1932) publikācijām, kā arī ar Landau un Lifšica darbiem (1935). Gadu skaitļi rāda, ka magnetizācijas procesa pētījumi notikuši gandrīz vienlaikus ar elektrona žiromagnētiskās attiecības mērījumiem, kuru skaidrojumos netiek ievērota domēnu struktūras eksistence paraugos, kas Skota publikāciju laikā (1952) jau bija pierādīta.

Fizikas nozarē šis nav vienīgais gadījums, kad zinātnieki nesaredz kopsakarības, kaut atrodas tām ļoti, ļoti tuvu [17]. To var skaidrot ar tā laika zinātniskās informācijas aprites gausumu, eksperimentālās un teorētiskās fizikas nosacīto nošķirtību.

Ticamus eksperimentu rezultātus var iegūt, ja pēta feromagnētiķus to amorfā stāvoklī, vai paraugus, kas veidoti no vien-domēna izmēru graudiem. Protams, šīs prasības ir ļoti apgrūtinātas, bet tās ļautu vienkāršot un precizēt vairākus sarežģītus elektrona modeļus.

Atsauces

1. A. A. Deriglazov, Physics Letters A 377, 13 (2012a).
2. A. A. Deriglazov, Annals of Physics 327, 398 (2012b).
3. D. Giulini, Studies in History and Philosophy of Modern Physics. History and Philosophy of Physics 39, 557 (2008).

4. G. E. W. Bauer, Y. V. Nazarov, D. Huertas-Hernando, A. Brataas, K. Xia and P. J. Kelly, *Materials Science and Engineering B84*, 31 (2001).
5. M. Božić and Z. Marić, *Foundations of Physics* 23, 819 (1993).
6. A. Valters, A. Apinis, M. Ogrīņš, A. Danebergs, Dz. Lūsis, A. Okmanis and J. Čudars, *Fizika*, 17.7.4 (Zvaigzne, Rīga, 1992).
7. G. Uhlenbeck and S. Goudsmit, *Die Naturwissenschaften* 13, 953 (1925).
8. S. J. Barnett, *Reviews of Modern Physics* 7, 129 (1935).
9. G. G. Scott, *Physical Review* 82, 542 (1951).
10. G. G. Scott, *Physical Review* 87, 697 (1952).
11. G. G. Scott, *Reviews of Modern Physics* 34, 102 (1962).
12. С. В. Вонсовский, *Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро-, и ферримагнетиков*, § 23 (Наука, Москва, 1971).
13. R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, 2nd ed., Vol.2., chapt. 37.3 (Addison-Wesley, Melno Park, 2006).
14. S. T. Thornton and A. Rex, *Modern Physics for scientists and Engineers*, 3rd ed., chapt. 7.5 (Thomson Brooks/Cole, Toronto, 2006).
15. J. Smit and H. P. J. Wijn, *Ferrites. Physical properties of ferromagnetic oxides in relation to their technical applications*, chapt. 50 (Philips' Technical Library, Eindhoven, 1959).
16. P. Fischer, *Materials Today* 13, 14 (2010).
17. A. Abragam, *Time reversal, an autobiography* (Oxford University Press, New York, 1989).

*

FEROMAGNĒTISKĀS REZONANSES CĒĻU UN g-FAKTORA PRECIZĒŠANA

Juris Grēve
Rīgas Tehniskā universitāte
Elektronikas un Telekomunikāciju fakultāte
Āzenes iela 12, Rīga, LV1048, Latvija,
Juris.Greve@rtu.lv

Anotācija

Meklējot skaidrojumu lielai elektrona žiromagnētiskās attiecības (g-faktora) vērtību izkliedei, kas konstatēta dažādu feromagnētiķu feromagnētiskās rezonances eksperimentos, konstatēts, ka līdz šim tīcis ignorēts enerģētiski ietilpīgs anizotropu paraugu spontānās magnetizācijas process: periodiska magnētisko domēnu izžušana un atjaunošanās. To ņemot vērā, var reabilitēt Bora atoma modeli un kvantu mehānikā lietoto formālo elektrona spina jēdzienu interpretēt ar elektrona orbītas plaknes inversiju.

Atslēgas vārdi

Elektrona žiromagnētiskā attiecība. Feromagnētiskā rezonanse. Domēni. Magnetizācija. Atomu spektroskopija. Normālais Zēmana efekts.

I. IEVADS

Feromagnētiskā rezonanse tiek minēta kā fizikāla parādība, kurā izpaužas elektrona kustības pašmoments – spins, kas nav saistīts ar tā orbitālo kustību atomā. Par pierādījumu min atomu spektroskopiskās šķelšanās faktora (g-faktora) ietekmi uz mērījumu rezultātiem un nepakļaušanos klasiskās fizikas priekšstatiem. Līdzīgi uzskati bija arī par tiešajiem elektrona žiromagnētiskās attiecības (g') mērījumiem feromagnētiķu paraugiem, līdz tika konstatēta paraugu magnētiskās sīkstruktūras ignorānce un iespēja gūt skaidrojumu ar klasiskās fizikas līdzekļiem [1]. Tas liek rūpīgi pārbaudīt līdz šim veiktos paraugu feromagnētiskās rezonances apstākļus un rezultātu interpretāciju.

Feromagnētisko rezonansi feromagnētiķiem konstatē iedarbojoties uz paraugu ar nelielas amplitūdas mainīgu magnētisku lauku \mathbf{h} , ja perpendikulārā virzienā ir pielikts nemainīgs, polarizējošs magnētiskais lauks \mathbf{H}_0 . Rezonanse izpaužas ar izteiktu magnētiskās uzņēmības χ absorbcijas maksimumu radiofrekvenču vai mikroviļņu diapazonā ar frekvenci ω . Rezonances parametri ir ļoti atkarīgi no feromagnētiķu kristālu magnētiskās anizotropijas radītajiem spēcīgiem iekšējiem laukiem, no ārējo lauku iedarbības virziena attiecībā pret parauga kristalogrāfiskajām asīm, arī no parauga formas. Lai nodrošinātu visā paraugā homogēnu magnētisko lauku, to izgatavo no monokristāla, piešķirot tam rotācijas elipsoīda formu. Savukārt feromagnētiķiem homogēnu augstfrekvences lauku izdodas panākt tikai plānās kārtiņās ($10^{-3} - 10^{-4}$ mm), jo lielāku lauka iespiešanās dziļumu kavē augstās vadītspējas izraisītais virsmas efekts.

Feromagnētiskās rezonances izpētes sākuma posms ar ļoti detalizētu bibliogrāfiju sniegts [2], [3], un citu autoru darbos, kur makroskopiskam, homogēnam feromagnētiskam paraugam, izejot no magnetizācijas vektora \mathbf{M} kustības vienādojuma

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \cdot \vec{M} \times \vec{H} \quad (1)$$

var iegūt magnētiskās uzņēmības tenzora komponentes, no kurām, savukārt, var aprēķināt precesijas frekvenci klasiskās teorijas ietvaros:

$$\omega_0 = \gamma \cdot H_0, \quad (2)$$

kur magnēt-mehāniskā attiecība γ tiek izteikta ar spektroskopiskās šķelšanās faktoru g . Tātad $\gamma = g \cdot (e/2 \cdot m_e)$, un tiek konstatēta atšķirība salīdzinājumā ar Landē faktoru g' : $g > 2$, bet $g' < 2$. Vērojama arī faktoru aptuvena korelācija: $(1/g) + (1/g') \approx 1$. Saglabājas atšķirības dzelzs, niķeļa un kobalta paraugiem. Netiek slēpts, ka sakarība (2) ir iegūta analizējot ļoti aptuvenu vides modeli, kur makroskopiskajā skatījumā γ ir tikai fenomenoloģisks parametrs.

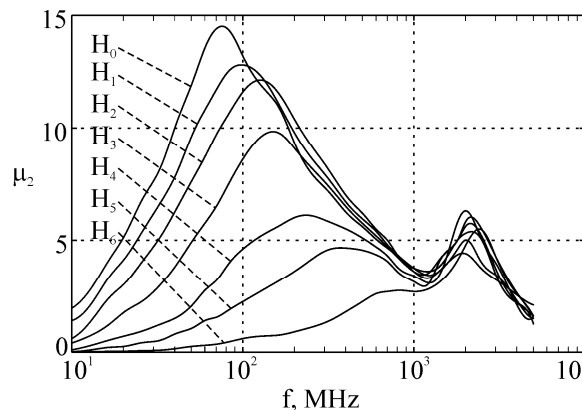
Patiesībā anizotropiem kristāliem nepieciešams parametrs γ ir tenzors, un kā tāds tas jāievieto kustības vienādojumā. Diemžēl feromagnētiskās rezonanses eksperimentus pieņemts interpretēt ar skalāru γ , bet visus anizotropijas efektus cenšas ietvert efektīvajā laukā H_{0ef} . Savukārt ir pētījumi, kur secinātas g -faktora izmaiņas no 0,75 līdz 7. Augstāk minētais aicina atkārtoti pievērsties feromagnētiskās rezonanses cēloņiem – fenomenoloģijai.

II. PARAUGU MAGNETIZĀCIJAS IEKŠĒJIE PROCESI

A. Procesi poli-kristālos paraugos.

Uz detalizētāku informāciju par paraugā notiekošajiem procesiem var cerēt, ja pētījumus veic plašā frekvenču diapazonā.. Savukārt šāda prasība izvirza īpašas prasības paraugu izmēriem un formai. To nosaka mēriekārtu sensoru prasības, lai nodrošinātu pietiekamu mērījumu precizitāti.

Šīm prasībām grūti pakārtot monokristālus, kam eksistējošās anizotropijas plaknes neļauj izgatavot toroidālas formas paraugus ar magnētiski homogēnu vidi. Izlīdzinātāku anizotropijas, atmagnetizējošo apstākļu un parauga formas ietekmi uz mērījumu rezultātiem izdodas sasniegt ar polikristāliskiem paraugiem, kas makroskopiskā mērogā ir homogēni. Mikroskopiskā skatījumā,



Att. 1. Polikristāla ferīta (NiFe_2O_4) absorbcijas spektra (μ_2) izmaiņas perpendikulāra polarizējoša lauka \mathbf{H}_\perp ietekmē, kur $\mathbf{H}_\perp \perp [\text{Oe}]$:
 $H_0 = 0, H_1 = 8.4, H_2 = 11.3, H_3 = 20.5, H_4 = 38.2, H_5 = 49.6, H_6 = 123.0$;

daudzo kristāliņu anizotropijas asis un plaknes ir haotiski orientētas graudiņiem ir dažādi izmēri un neregulāra forma. Ar to tiek skaidrota poli-kristālisko paraugu relatīvi platās rezonanses līknes.

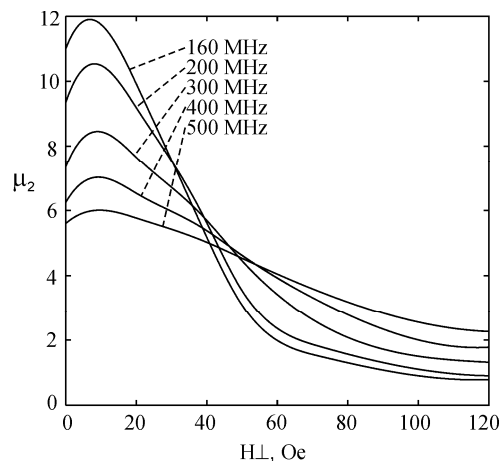
Savukārt, ļoti izteiktu inducēto feromagnētisko rezonansi izdodas novērot tikai rūpīgi sagatavotiem monokristālu paraugiem.

Vispirms, lai izprastu paraugu magnetizācijas iekšējos procesus plašā frekvenču diapazonā, aplūkosim magnētiskās caurlaidības frekvenču atkarību poli-kristāliskam NiFe_2O_4 ferītam, perpendikulāra polarizējoša lauka H_0 klātbūtnē [4]. Magnetizācijas procesu inerces ietekmē parauga indukcija atpaliek fāzē no pieliktā mazas intensitātes sinusoidāla maiņlauka, tādēļ parauga magnētisko caurlaidību katrai frekvencei f nākas raksturot ar kompleksu lielumu $\mu = \mu_1 - j \mu_2$, kam ir sarežģīta atkarība plašā frekvenču diapazonā [5]. Tuvāk aplūkosim absorbcijas spektru μ_2 atkarībā no polarizējošā lauka H_{\perp} (att. 1).

Ar dažādiem paņēmieniem ir noskaidrots ([6], §50), ([3], 143. lpp.) ka dispersiju zemāko frekvenču diapazonā izraisa domēnu sienu kustības rezonanse, bet augsto frekvenču diapazonā, pie $H_{\perp} = 0$, ir vērojama dabīgā feromagnētiskā rezonanse, kur ārējo, polarizējošo lauku aizvieto domēnu anizotropijas efektīvais lauks ([6], §18). Katrs domēns, atbilstoši virzienā, ir spontāni magnetizēts līdz piesātinājumam. Pakāpeniski palielinot polarizējošo lauku H_{\perp} , izmaiņas magnētiskajos spektros galvenokārt skar domēnu robežu (sienu) rezonanses procesus. Dabīgās feromagnētiskās rezonanses apgabalā izmaiņas rada divu dispersijas procesu pārklāšanās, bet rezonanses frekvence pie 2 GHz **nemainās**, jo domēnos ietvertie apgabali joprojām ir piesātināti, un tas ir kristālu spontānās magnetizācijas un anizotropijas rezultāts. Tātad, polarizējošais lauks galvenokārt ietekmē domēnu sienu pārbīdes procesu, un kopējā aina atgādina mehānisku stīgas spriegošanu – jo vairāk spriego stīgu, jo augstāka ir svārstību frekvence, bet mazāka kļūst svārstību amplitūda. Poli-kristāliskos feromagnētiķu un ferimagnētiķu (ferīti) paraugos atsevišķo graudiņu kristāliem vieglās magnetizācijas ass vai plakne, tad ar lēcieni (Barkhausens) tā tiek izmantota, jau ar citu domēnu zīmējumu. Kad domēnu sienu pārbīdes iespējas ir izsmeltas, paraugā turpinās

magnetizācijas vektora orientēšana polarizējoša lauka virzienā (rotācija). Šādai nospriegotai videi, perpendikulāri iedarbojoties ar vāju maiņlauku, precesijas amplitūda, pie 2 GHz, ir gandrīz nemainīga, ar ļoti platu rezonanses līkni (att. 2), kuru platāku dara pārklāšanās ar domēnu sienu nobīdes procesa dispersiju. Poli-kristālisku ferītu feromagnētiskā rezonanse ir pētīta, lietojot vairākus modeļus ([3], § 2.3), kas daļēji izskaidro neatbilstības formulai (2). Papildinot sacīto, pētnieki ir jābrīdina, ka tuvojoties parauga magnētiskajam piesātinājumam (to vēl nesasniedzot), zem kopējās dispersijas līknes darbojas **divi** fizikāli atšķirīgi procesi: precesija un domēnu robežu kustība.

Magnētisko zudumu dispersijas līknes (att. 1) iegūšana ir ļoti apgrūtināošs process, tādēļ pētniekiem ir ērtāk centimetru vai mikroviļņu diapazonā mērīšanu veikt pie fiksētas frekvences,



Att. 2. μ_2 atkarība no H_{\perp} pie brīvi izvēlētām frekvencēm.

mainot magnētisko lauku H_{\perp} . Tas saistīts ar mērīšanas iekārtās lietoto viļņvadu un rezonatoru piemērotību ierobežotam frekvenču diapazonam. Diemžēl, frekvenču atkarības aizstāšana ar atkarību no magnētiskā lauka intensitātes var radīt būtiskus pārpratumus fizikālo procesu izpratnē (fenomenoloģijā). Tā, piemēram, izmantojot mērījumu rezultātus, kas redzami arī 1. attēlā, varam izvēlēties jebkuru frekvenci diapazonā no 150 MHz līdz 500 MHz, un attēlot μ_2 atkarību no H_{\perp} (att. 2).

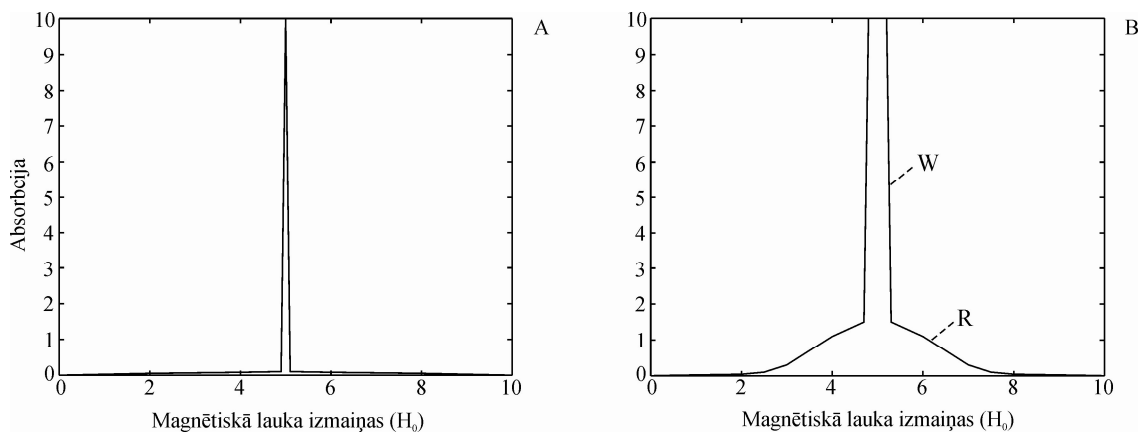
Šāds rezultāts ir saistīts ar magnētisko spektru izmaiņām ārējo faktoru ietekmē, kur novērojama ne tikai spektru amplitūdas samazināšanās, bet arī spektru pārbīde augstāku frekvenču virzienā. Sīkāk šī parādība ir skaidrota [5] un [7]. Tādēļ apgalvojums, ka feromagnētiķu spektros rezonanse ir konstatēta pie vairākām frekvencēm, mainot ārējo magnētisko lauku ([2], 1. § 2), ([8], 1.§4) var izrādīties maldīgs, jo par kāda parametra rezonansi definē tā ekstremālās vērtības sasniegšanu frekvences diapazonā pie noteiktas rezonanses frekvences ω_0 . Vēl vairāk tādēļ, ka lineārā sakarība (2) starp ω_0 un H_{\perp} ir iegūta precesijas modelim, nevis domēnu sienu rezonanses procesam.

B. Feromagnētiskās rezonanses izpausmes monokristālos.

Lielākoties monokristālu paraugus izgatavo rotācijas elipsoīdu, sfēru, vai plāno kārtiņu formā. Tas ļauj panākt visā parauga tilpumā homogēnu lauku, kas, savukārt, ļauj panākt rezonanses apstākļu iestāšanos pēc iespējas lielākā parauga tilpumā. To veicina rūpīgs parauga virsmas pulējums. Šo pasākumu mērķis ir panākt mēriekārtā spēcīgāku signālu un šaurāku rezonanses līkni. Tas izdodas mikroviļņu diapazonā, lietojot atbilstošus viļņvadus un rezonatorus. Šīs iekārtas darbojas relatīvi šaurā frekvenču joslā, un tādēļ zūd iespēja novērtēt procesa norisi tā, kā tas ir panākams poli-kristālisku paraugu mērījumos – platjoslas mēriekārtās (II. A).

Feromagnētiskās rezonanses pētījumu pārskatos atzīmēts, ka izcili šaura rezonanses līkne novērota itrija – dzelzs monokristālam ar granāta struktūru, tādēļ šādam monokristālam tika veikti anizotropijas mērījumi, kuros novērots, ka visšaurāko absorbcijas līkni (līniju) izdodas iegūt polarizējošos laukos, kas vēl nenodrošina piesātinājumu, bet ir tam ļoti tuvu [9].

Šādai parādībai (att. 3a), kad izteikta, asa, var teikt – superrezonanse iestājas tikai vienas perpendikulāra polarizējoša lauka H_{\perp} vērtības klātbūtnē, kad $H_{\perp} \ll H_s$, kur H_s ir piesātinājuma lauka intensitāte. Pārsteidza arī rezonanses līknes forma (att. 3b). Šim faktam savā laikā nebija skaidrojuma un J.Ozols atturējās to publicēt.



Att. 3. Feromagnētiskās rezonanses absorbcijas līkne uz osciloskopa ekrāna, mainot H_{\perp} , piesātinājuma tuvumā: A – pie normālas jutības, B – pie paaugstinātas jutības: R – rotācijas procesu ietekme, W – domēnu izzušanas un atjaunošanās līkne.

Interese par šīs parādības skaidrojumu atjaunojās līdz ar sekmīgiem mēģinājumiem precizēt elektronu žiromagnētisko attiecību g' no tās tiešo mērījumu rezultātiem. Tādēļ loģiska ir pievēršanās eksperimentiem, kuros tiek izmantota žiromagnētiskās attiecības modifikācija g .

No platjoslas mērījumiem (att. 1) poli-kristāliskam paraugam kļūst skaidrs, ka spēcīga polarizējoša lauka klātbūtnē, augsto frekvenču diapazonā domēnu sienu kustības rezonanses process pārklājas ar elementāro žiroskopu precesijas procesa rezonansi. Būtiski ir nošķirt šos divus atšķirīgos procesus, jo g -faktors ticis definēts tikai precesijas gadījumam. Pie tam, formula (2) ir iegūta izotropam, piesātinātam paraugam (bez domēniem).

III. FEROMAGNĒTISKĀS REZONANSES CĒLOŅU PRECIZĒŠANA

Pievērsties feromagnētiskās rezonanses fenomenoloģijai aicina tas apstākļi, ka rezonanses aprakstos tiek lietota elektrona žiromagnētiskā attiecība un g -faktors, kas tiek raksturots kā papildus pierādījums kvantu mehānikā definētā elektrona spina eksistencei. Ar to tiek noliegta iespēja skaidrot parādību ar klasiskās fizikas līdzekļiem. Savukārt, ar tiešajiem žiromagnētiskās attiecības noteikšanas eksperimentiem veiktā mikro-magnētisko procesu analīze, kurā tiek precizēta g' vērtība [1], ļauj skaidrot spina jēdzienu klasiskās fizikas ietvaros ar elektrona orbītas plaknes inversiju magnētisko domēnu pārbīdes procesā. Tas aicina pārbaudīt līdz šim lietoto modeļu atbilstību veiktajiem novērojumiem.

A. Dzelzs-itrīja granāta monokristāla feromagnētiskās rezonanses pētījuma analīze.

J.Ozols katedras zinātniskajos semināros demonstrēja dzelzs-itrīja granāta monokristāla mērījumus (1969), kuros pārlicinoši konstatēja, ka rezonanses līkne ir neizteikta, plata gan pirms, gan pēc „super-rezonanses”, kas novērojama pie $H_{\perp} \approx H_s$ (att. 3).

Šodienas skatījumā ir jāsecina:

- Novērotā super-rezonanse nepārstāv precesijas procesu, jo atbilstoši (2) Larmora frekvences atkarībai no H_{\perp} nav sagaidāmi ekstrēmi apstākļi.
 - Nosacījums $H_{\perp} \approx H_s$ ir saistošs tikai domēnu eksistences nosacījumam, nevis precesijai.
 - Novērotais process ir divu procesu (R un W) summa, kuru rezonanses frekvences sakrīt (att. 3b).
- Eksperiments, tāpat kā daudzu citu autoru izpildījumā, notika šaurā mikroviļņu (10 GHz) diapazonā, pieskaņojot H_{\perp} ar pastāvīgā magnēta šuntēšanas paņēmieni. Dinamiskai procesa vērošanai uz osciloskopa ekrāna, uz pastāvīgā magnēta poliem tika izvietota simetriska 2 sekciju spole, kurai pievadīja nelielu 50 Hz maiņstrāvu H_{\perp} modulēšanai.

Tā kā viļņvadu frekvenču diapazons ir ierobežots, tad nebija iespējams novērot procesus, kas labi redzami plašā diapazonā, diemžēl – poli-kristāliskā paraugā (skat. II A) ar citu ķīmisko sastāvu. Šādu izvēli noteica iespēja spektros novērot divas nesaplūdušas dispersijas. Tomēr, tas ļauj secināt, ka pie $H_{\perp} \approx H_s$ nākas, piespiedu kārtā, vērot jau divu atšķirīgu procesu summu. Pateicoties dzelzs-itrīja monokristāla anizotropijas īpatnībām, vienam procesam ir izteikti šaurāka rezonanses līkne, kas ļauj to pārlicinoši saskatīt uz otra procesa fona (att. 3b). Jāatzīst, ka tas sasniegts ar rūpīgu, ilgstošu monokristāla slīpēšanu, piešķirot paraugam sfērisku formu ar pulētu virsmu, kā arī, lietojot piemērotu signāla pastiprinātāju. Svarīgākie dzelzs-itrīja granāta monokristāla raksturlielumi ir pieejami [10].

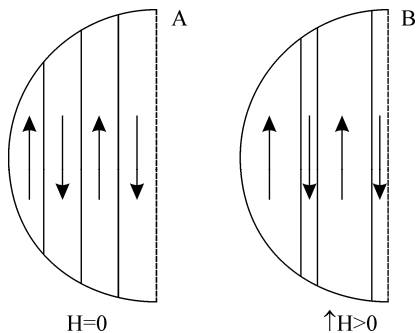
Abu procesu rezonanses frekvenču sakritība prasa skaidrojumu. Zināms, ka precesijas procesa frekvence ir proporcionāla polarizējošā lauka intensitātei (2), un nav atkarīga no svārstību amplitūdas.

Savukārt, par domēnu robežu pārbīdes procesiem: ir pierādīts, ka anizotropos feromagnētiķu kristālos magnetizācijas un pārmagnetizācijas procesos dominē domēnu robežu (sienu) pārbīdes procesi (att. 4), jo tie norit ar ievērojami mazāku enerģijas patēriņu, pretstatā magnētisko momentu rotācijas procesiem. Tomēr procesu radniecība ir saskatāma, jo saistās ar elementāro magnētisko momentu pagriešanu (rotāciju), kas gan nenotiek vienlaicīgi visā parauga tilpumā, bet gan pakāpeniski – daudzos

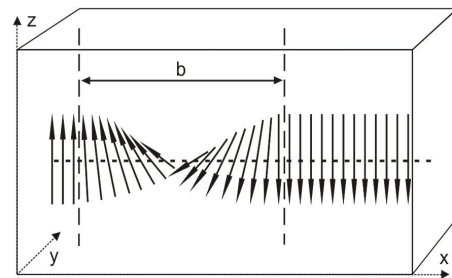
ierobežotos parauga tilpumos, kuriem pārslīd domēnu robeža (siena), kuras palielināts modelis redzams (att. 5), tādējādi, panākot lokālus magnetizācijas vektora inversijas viļņus.

Pašu domēnu un to robežu eksistenci feromagnētisma teorijā skaidro ar ārkārtīgi lielo elektriskas dabas mijiedarbību starp kristālu atomiem ar neaizpildītām elektronu čaulām. Šie apstākļi izraisa spontānu parauga magnetizēšanos, veidojot parauga minimālai enerģijai atbilstošu domēnu zīmējumu (struktūru) [11].

Savukārt monokristāla pētījumos konstatēts fakts, ka spēcīga rezonanse novērojama tikai pie $H_{\perp} < \approx H_s$, vedina domāt, ka procesā var tikt iesaistīta ne tikai precesija, bet arī domēnu robežas pārbīdes rezonanse, jo pie šiem nosacījumiem vēl pastāv izzūdošie, pretējā virzienā magnetizētie domēni (att. 4b).



Att. 4. Schematiska domēnu struktūra parauga fragmentam:
A – nemagnetizētam ($H=0$),
B – magnetizētam ($H>0$).



Att. 5. 180 grādu domēnu sienas fragments

Turpinot palielināt H intensitāti, paraugs var nonākt nestabilā robežstāvoklī – uz domēnu sienu izzušanas robežas. Tas nozīmē, ka polarizējošais lauks ir kompensējis parauga iekšējās anizotropijas enerģiju, radot labilu stāvokli, kur nelielām ārējā lauka izmaiņām ir atvieglota iespēja nojaukt, vai atjaunot anti-paralēlo domēnu struktūru. Šāda nestabila stāvokļa esamība tiek pamanīta un tās nelineārie efekti: bistabilitāte un histerēze ir mēģināta skaidrot gan mainot jaudu, gan frekvenci impulsu režīmā [12].

Pieņemot, ka mainīgais lauks h_{\perp} ir vērsts x ass virzienā (att. 5), tad perpendikulāri tam, elementārie magnētiskie momenti, kas ietverti Bloha tipa sienā starp 180° vērsuma domēniem, veido projekcijas yz plaknē, kuru vērsums atšķiras no z ass virziena intervālā no 0° līdz 180° .

Vājā h_x iedarbībā visi sienu veidojušie momenti tiek iespaidoti vērsties x -ass virzienā, bet vienādojums (1) liecina, ka kustība iespējama tikai 3-d variantā, vienlaicīgi mainot vektora projekcijas uz x , y un z asīm. Bloha tipa domēnu sienā magnētiskiem momentiem vajadzētu atrasties rotācijas kustības starpstāvokļos, atbilstoši vienādojumam (1). Tiesa, izteiktas anizotropijas apstākļos (tikai tādos arī veidojas domēni), vairāki virzieni ir apgrūtināti, tādēļ virziena maiņa pārsvarā notiek vieglās magnetizācijas plaknē, respektīvi, yz plaknē.

Augstāk minētā labilā stāvokļa dēļ, kustības amplitūda var būt tik ievērojama, lai atsevišķo momentu mijiedarbībā pārvietotos domēnu sienu. Rezonanses apstākļos var notikt periodiska, viļņveidīga pretēja virziena domēnu izzušana un atjaunošanās, ļaujot raksturot (att. 3) redzamo spontāno rezonansi ar ļoti šauru rezonanses „līniju” atkarībā no polarizējošā H_{\perp} lauka. Pateicoties dzelzs-itrija granāta monokristāla paraugam ar ļoti šauru rezonanses līkni, izdodas pārliecinoši saskatīt divu, atšķirīgu fizikālu procesu norisi kopējas rezonanses frekvences tuvumā. Monokristālu paraugiem ar platu rezonanses līkni šo faktu konstatēt nav iespējams. Palielinot polarizējošā H_{\perp} lauka intensitāti – pretējā

virzienā magnetizētie domēni strauji izzūd, paliek tikai neizteikta, plata precesijas rezonanses līkne. Samazinot H_{\perp} lauka intensitāti – atjaunojas domēni, to sienu kustības rezonanses frekvence samazinās, vairs nesakrīt ar piesātināto domēnu precesijas frekvenci un kopējā rezonanses līkne kļūst neizteiksmīga, plata, jo visa parauga spontānās magnetizācijas enerģijai vairs nav jāizpaužas, tā kā turpmāko parauga ārējās magnetizācijas enerģijas minimizēšanas uzdevumu sekmīgi veic domēnu sienu pārbīdes process.

Poli-kristāliskiem paraugiem atsevišķo kristāliņu vieglās magnetizācijas assis un plaknes ir telpā patvaļīgi orientētas, tādēļ vienmēr atradīsies graudiņi, kam vieglās magnetizācijas ass ir vērsta tuvāk magnetizējošā lauka h_{\perp} virzienam. Šajā situācijā domēnu starpsienām ir enerģētisks pamatojums pārvietoties. Citādi tas var izpausties feromagnētiskās rezonanses pētījumos monokristālos, jo tajos polarizējošais lauks tiek orientēts kristāla vieglās magnetizācijas virzienā un ir noteicošais domēnu sienu statiskā stāvokļa veidošanā. Augstas frekvences maiņlauks tiek orientēts perpendikulāri polarizējošam laukam. Kopš 1953. g. [13] šī situācija tiek vērtēta un modificēta tetragonāliem, vien-asu un kubiskiem kristālu režģiem [14], [15].

Sekojošā Dēringa un Bekera metodei Gureviča ([3], 137. lpp.) interpretācijā, ar vienkāršotu, bet uzskatāmu paņēmieni domēnu sienas kustības aprēķiniem lieto domēnu sienas masu m_w , tās kustības ātrumu v , lokālu lauku H_{1x} , kas izraisa domēnu sienas pārbīdi un iegūst izteiksmi magnetizācijas izmaiņām, ar rotācijas procesa aprakstu:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \cdot \vec{M} \times (H_{1x} \cdot \vec{e}_x), \quad (3)$$

$K_{ur} |dM / dt| = M_0 \cdot d\theta / dt$, but $|\gamma \cdot M \cdot H_{1x}| = \gamma \cdot M \cdot H_{1x}$, tādēļ

$$M_0 \cdot d\theta / dt = \gamma \cdot M_0 \cdot H_{1x}. \quad (4)$$

Šāds procesa apraksts atbilst nepārtrauktai rotācijas kustībai, bet domēnu sienas kustības gadījumā θ mainās tikai robežās no 0 līdz π , mainot magnetizācijas vektora virzienu no M_0 uz pretējo ($-M_0$). Pati domēnu siena, lai kur tā atrastos, nerada magnetizācijas izmaiņas, jo tās iekšējā struktūra saglabā sākotnējo simetriju, tādēļ tās summārais magnētiskais moments z ass virzienā nemainās un ir nulle (Att. 5). Bet, pārvietojoties domēnu sienai par kādu elementāru soli dx , **vienlaicīgi** par $d\theta$ notiek elementāro magnētisko momentu virziena maiņa tiem atomiem, kas atrodas cieši pie domēnu sienas **abām pusēm**, tādēļ kopējās magnetizācijas izmaiņas vienādojumā (4) ir divas reizes lielākas: $2 M_0 d\theta / dt$, bet vienam atomam būs spēkā:

$$M_0 \cdot d\theta / dt = (\gamma / 2) \cdot M_0 \cdot H_{1x}. \quad (5)$$

Salīdzinot konstantes vienādojumus (5) un (6), jāsecina, ka eksperimentos, kur dominē domēnu robežu nobīdes procesi, izskaitļotā žiromagnētiskā attiecība ir divas reizes mazāka par to, kas noteikta precesijas (rotācijas) modelim. Kļūst acīm redzams, ka agrāk precesijas modelim aprēķinātie paraugu g -faktori, izteiksmei $\gamma = g (e/2m_e)$ ir divas reizes lielāki par domēnu robežu nobīdes modelim atbilstošajiem faktoriem $g_w = g / 2$.

Praksē noris abi magnetizācijas procesi, turklāt, dominējošais ir domēnu sienu izzušanas un atjaunošanās process uz parauga piesātināšanas robežas, tādējādi, lai iegūtu ticamu, elektrona kustībai atbilstošu g – faktoru, agrāk ar feromagnētiskās rezonanses metodi noteiktās g -faktoru vērtības ir jādala ar skaitli, kas nedaudz pārsniedz 2. Pēc šādas korekcijas vairumam feromagnētiķu $g \approx 1$, kas atbilst klasiskajam elektrona orbītas modelim.

Nonākam pie secinājuma, ka tādā gadījumā, arī feromagnētiskās rezonanses eksperimentu rezultātus var interpretēt ar klasiskās fizikas līdzekļiem, tāpat kā tiešos magnēt-mehāniskās attiecības noteikšanas eksperimentus [1], neizmantojot kvantu mehānikas formālismu.

Zināms, ka visiem elektroniem, lai kur tie atrastos, būtu jākonstatē vienādi lādiņi, vienāda masa un vienāda orbītas magnēt-mehāniskā attiecība $e/2m_e$. Kā, tādā gadījumā, izskaidrot konstatētās dažādu feromagnētiķu g -faktoru atšķirības?

Katram feromagnētiķu paveidam ir sava molekulā struktūra un kristāla paveids, līdz ar to – arī atšķirīgas anizotropijas īpašības, noslēdzošo domēnu daudzums, kam nav 180 grādu robežas, kas tālāk-eksperimentos rada atšķirīgu ieguldījumu domēnu nobīdes un precesijas procesos, kas noris vienlaicīgi un kopā ietekmē g -faktoru. To var ietekmēt arī elektrona orbītas eliptiskums [16], jo pie nemainīga laukuma (magnētiskā momenta), eliptiskai orbītai ir lielāks mehāniskais moments, kas atkarīgs no elipses asu attiecības. Tik mikroskopiskus efektus gan ir neiespējami konstatēt un pārbaudīt ar tik makroskopiskām metodēm.

IV. ATOMU SPEKTROSKOPIJAS IESPĒJAS.

Modernās mācību grāmatās zinātniekiem un inženieriem ([16], §7.5) ir apgalvots, ka elektrona g -faktora izcelsmi un skaitlisko vērtību var izskaidrot tikai ar kvantu mehānikas līdzekļiem, ievēdot elektrona īpašību raksturošanai īpašu mehānisko momentu – spinu, kura izpausme nav saistāma ne ar elektrona orbitālo kustību, ne ar pašrotāciju, bet raksturojama kā formāla konstante kvantu mehānikas vienādojumos. Bet vēlētās iegūt neformālu skaidrojumu ir nepārvarama [17].

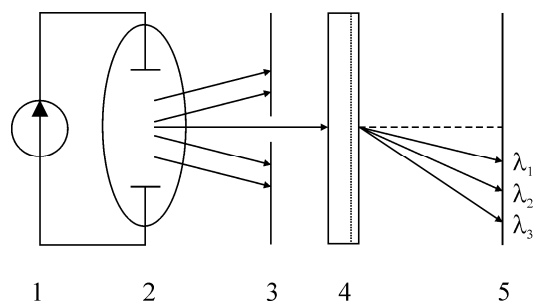
Analizējot divu, augstāk minēto, eksperimentu gaitu, jāsecina, ka, ievērojot paraugu magnetizācijas iekšējos, mikroskopiskos procesus, kuros dominē magnētisko domēnu sienu pārbīdes radītie efekti, gan g -faktoru, gan g' -faktoru var izskaidrot klasiskās fizikas ietvaros. Parasti kritiķi ir labvēlīgi, ja vienu un to pašu procesu cenšas interpretēt gan klasiskā, gan kvantu mehānikas interpretācijā. Šajā gadījumā labvēlības nav, jo klasiskai interpretācijai elektronam īpašais mehāniskais spina jēdziens ir lieks, jo to pārstāv elektrona orbītas plaknes inversija. Vai tādējādi to nevar skaidrot arī kvantu mehānikas izpildījumā?

Kā zināms, kvantu mehānikas aprēķini dod tādas pašas atoma pilnās enerģijas vērtības kā Bora teorija. Tādēļ arī starojuma frekvences elektronam, pārejot no orbītas ar lielāku kvantu skaitli uz orbītu ar mazāku kvantu skaitli, ir identiskas abiem modeļiem. Atomu spektroskopijā, atkarībā no atoma ierosmes pakāpes, reģistrē vairākas šo frekvenču sērijas, kas var atrasties ultravioletajā, redzamajā, vai infrasarkanajā spektra daļā. Atomu spektroskopa darbības shēma – parādīta 6. attēlā.

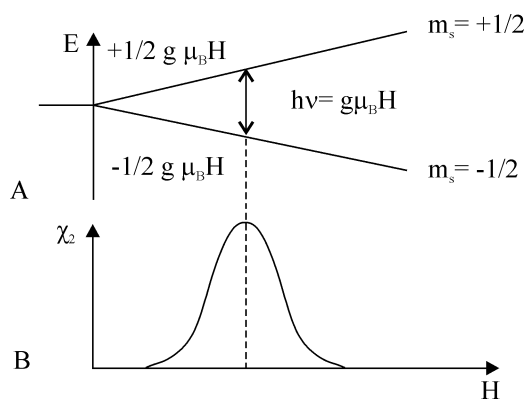
Ievietojot ūdeņraža atomus spēcīgā magnētiskā laukā \mathbf{H} , notiek lauka mijiedarbība ar atoma magnētisko momentu, kā rezultātā, nemainoties orbītas rādiusam – pieaug elektrona kustības ātrums orbītā, ja atoma magnētiskais moments sakrīt ar ārējā lauka virzienu, un samazinās, ja virziens ir pretējs. Proporcionāli lauka intensitātei mainās atoma enerģijas līmeņi, un atomu starojumu spektros konstatē spektrā līniju sašķelšanos (normālais Zēmana efekts - att. 7a). Šos procesus ar klasiskās elektrodinamikas paņēmieniem aprēķināja Lorencs, turklāt aprēķini precīzi sakrīt ar spektru novērojumiem, ieskaitot polarizācijas veidus un virzienus ([18], §77), kas nav pa spēkam kvantu mehānikai, kas ir aprakstošā, nevis skaidrojoša metode ([19], 1, §37-7; 2, §34-3). Tāpat skaidrošanu jācenšas veikt ar klasiskās fizikas paņēmieniem, cik vien tas ir iespējams.

Atomu spektrometra retinātas gāzes jonizācijas kamerā notiek arī pretējais process: jonu rekombinācija, jo citādi nevarētu konstatēt optisko starojumu, kas notiek tikai elektronu enerģijas izmaiņu gadījumā. Šīs izmaiņas paramagnētiskās rezonanses gadījumā (Att. 7a) ir novērtētas ar $h\nu = g\mu_B H$ ([20], 5. nod.), kur ar g apzīmēta kvantu mehānikā definētās elektrona magnēt-mehāniskās attiecības g -faktors ($g \approx 2$). Tādu pašu enerģijas izmaiņu var panākt, ja, ārējā H lauka ietekmē, daļa elektronu maina orbitālā ($g \approx 1$) magnētiskā momenta virzienu uz pretējo. Šāds process

gāzes jonizācijas gaitā ir gluži dabīgs, jo ūdeņraža molekula ir H_2 , kurā diviem atomiem to magnētiskie momenti ir pretī vērsti un molekulārā stāvoklī uzrāda vāju diamagnētismu ($\chi < 0$). Ūdeņraža molekulārā saite ir ievērojama, disociācijai nepieciešama 435 kJ/mol liela enerģija, kuru var praktiski iegūt sākot no 2000°C. Jonizētā stāvoklī ūdeņradis ir paramagnētiķis ($\chi > 0$). Turklāt magnētiskā uzņēmība ir atkarīga no absolūtās temperatūras: $\chi = C / T$, tas nozīmē, ka atomu magnētiska orientēšana var būt sekmīga tikai ļoti spēcīgos laukos, kādos arī konstatē Zēmana efektu. Spektrometra jonizācijas kamerā notiek gan molekulu atomu disociācija, gan brīvo atomu asociācija molekulās. Spēcīga ārējā lauka klātbūtnē vairs nevar pastāvēt patvaļīga atomu magnētiskā orientācija. Magnetizācijas virzienu nosaka ārējais, polarizējošais lauks, bet, ja jonizācijas kamerā kādā lokālā vietā un laikā pievadītā enerģija (temperatūra) nav pietiekama jonizācijas uzturēšanai, daļa atomu maina savu sākotnējo orientāciju uz pretējo, tādējādi asociējoties molekulās ar tiem atomiem, kam virziens palika iepriekšējais. Klasiskā skaidrojumā tas nozīmē, ka notiek **elektronu orbītas plaknes inversija** lokālā telpā. Tajā pašā laikā, bet citā lokālā vietā, vai arī otrādi, var notikt pretējais process – ārējā avota piegādātās enerģijas pieaugums var veikt molekulu šķelšanu un atomu momentu paralēlu orientēšanu ārējā lauka virzienā. Abos gadījumos magnetizācijas enerģijas izmaiņas lokālajā tilpumā (att. 7A), var izteikt ar dubultotu elektrona orbitālās kustības enerģiju, nelietojot kvantu mehānikas formālismu.



Att. 6. Optiskā spektrometra shēma: 1 – Augstsprieguma avots, 2 – gāzu jonizācijas kamera, 3 – sprauga, 4 – difrakcijas režģis, 5 – ekrāns dispersiju novērošanai atbilstoši viļņu garumiem λ_n .



Att. 7. Paramagnētiskās rezonances ilustrācija ūdeņraža gāzei, kur μ_B – Bora magnetons, m_s – spina kvantu skaitlis, h – Planka konstante, ν – frekvence. χ_2 – magnētiskās uzņēmības absorbcijas komponente.

Šādai nestabilai sistēmai var novērot paramagnētisku rezonansi, iedarbojoties ar maiņlauku, kas perpendikulārs polarizējošam laukam. Rezonanse kompleksās magnētiskās uzņēmības imaginārai (absorbcijas) komponentei χ_2 (att. 7B) iestājas, kad eksperimenta apstākļi nodrošina tādu atomu brīvības pakāpi, lai mazu zudumu gadījumā precesējošu atomu (elementāro žiroskopu) šūpošanās ar lielu amplitūdu var pārtapt par nepārtrauktu kūleņošanu. Tas nozīmē, ka katra iedarbības pus-perioda laikā „žiroskopi” tiek apvērsti (invertēti). Iedarbības perioda beigās elementārie žiroskopi atkal ieņem sākuma stāvokli. Magnetizācijas izmaiņas z ass virzienā tad notiek ar dubultotu magnētiskā momenta vērtību, mainot projekcijas arī x un y ass virzienā, jo kustību apraksta vektoriāls vienādojums (1).

Atomu spektroskopijai ir ierādāma īpašā vieta materiālu pārbaudes klasifikācijā. Būtisks ir iedalījums sagraujošos un nesagraujošos eksperimentos. Pirmie sniedz informāciju par bijušajām īpašībām (pirms pārbaudes). Otrie – par pašreizējo stāvokli. Atomu spektroskopijā notiek gan molekulu

sagraušana atomos, gan atomu apvienošanās molekulās. Abus procesus var uzskatīt par sagraujošiem. Ja abi šie procesi nenotiktu vienlaicīgi, mēs nevarētu ilgstoši novērot to spektra daļu, kas atbilst šiem procesiem, jo spektrs ir dinamiska procesa produkts. Savukārt, pēc sagraušanas mēs varam uzzināt par īpašībām, kādas objektam bija **pirms** sagraušanas. Tādēļ šāda tipa eksperimenti nesniedz iespēju apgalvot, ka brīvs atoms ārējā magnētiskā laukā var **ilgstoši** ieņemt paralēlu, vai antiparalēlo stāvokli. Tādējādi, atomu spektroskopijas eksperimenti nedod iemeslu klasiskās fizikas magnētisma likumu apšaubīšanai. Patiesi brīvs atoms savu magnētisko momentu vienmēr orientēs ārējā, polarizējošā lauka virzienā.

V. BRĪVS ELEKTRONS MAGNĒTISKAJĀ LAUKĀ

Augstāk aplūkotajos procesos pētnieki centās noskaidrot elektrona īpašības, tam atrodoties vielas atomu un molekulu sastāvā. Turklāt, pētāmie paraugi bija jāizvēlas pietiekami lieli, lai nodrošinātu mēriekārtas precizitātes prasības. Tas, savukārt, apgrūtina elementārdaļiņu individuālo īpašību nošķiršanu no to kolektīvās mijiedarbības efektiem. Šos trūkumus izdodas novērst, pētot no atomiem emitētu, brīvu elektronu kustību stacionārā, homogēnā magnētiskā laukā. Ar klasiskās fizikas paņēmieniem, (piemēram skat. [21], 175. lpp.), ir pierādīts, ka elektrons iegūst stacionāru apļa trajektoriju (orbītu) pie nosacījuma:

$$\omega_H = \frac{e}{m} \cdot H_0, \quad (7)$$

Šī, tā sauktā, ciklotronā frekvence, protams, atšķiras no Larmora frekvences (2), jo brīvā elektrona kustību vairs neietekmē atoma kodola Kulona spēks. Eksperimenti apstiprina aprēķinu pareizību. Nav liecību par būtiskām novirzēm, kurām būtu nepieciešama korekcija ar g-faktoram līdzīgu konstanti. Jāsecina, ka eksperimenti ciklotronā [22] **nevar apstiprināt** elektronam īpaša mehāniskā momenta (spina) esamību, bet ļauj tikai ar augstu precizitāti noteikt elektroniem attiecības e/m skaitlisko vērtību [23], kas tiek izmantota kvantu mehānikā pieņemto g-faktoru precizēšanai:

- 2.002 319 304 361 53[53]. Aprēķinātā elektrona magnētiskā momenta anomālija: $(\text{abs}(g_e) - 2) / 2 = 1.159\ 652\ 180\ 76[27] \cdot 10^{-3}$. Šā raksta uzdevums nav pētīt cēloņus novirzēm, kas izpaužas tikai trešajā zīmē aiz komata.

VI. SECINĀJUMI

No augstāk minētā var secināt, ka feromagnētiķiem ar feromagnētiskās rezonances paņēmieni tomēr neizdodas precizēt elementu žiromagnētisko attiecību, jo tā ir atkarīga no divu, atšķirīgu procesu vienlaicīgas norises paraugos, kas, savukārt, ir atkarīga no feromagnētisko kristālu anizotropijas īpašībām. Tomēr, ievērojot feromagnētiskajos kristālos notiekošo elementāro magnētisko momentu mijiedarbības sekas, izdodas papildināt feromagnētiskās rezonances fenomenoloģiju un izskaidrot ar klasiskās fizikas līdzekļiem pārpratumus g-faktora noteikšanā.

Nav iemeslu atomu spektroskopijā novēroto normālo Zēmaņa efektu uzskatīt par pierādījumu elektrona īpašā pašmomenta – spina eksistencei. Ievērojot molekulu veidojošo atomu mijiedarbības dinamiku, parādības skaidrojumu pilnīgi apmierina Bora atoma modelis, kuram elektrona enerģijas stāvokļa izmaiņas notiek ar tā orbītas plaknes inversiju, tādējādi izskaidrojot kvantu mehānikā lietotos formālos elektrona spina kvantu skaitļus.

Atsauces

1. J. Grēve, *Phys. Essays* 28, 14 (2015).
2. Lax B, Button K. J. *Microwave ferrites and ferrimagnetics*. McGRAW HILL, 1962.
3. Гуревич А.Г. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*. М. Наука, 1973.
4. Страутс А. Ранкис Г. *Исследование влияния подмагничивающих полей на магнитный спектр никелевого феррита*. Радиоэлектроника и электросвязь. Выпуск 2., РПИ. 1974.
5. Грече Ю. О. *Однопараметрическое описание изменений магнитных спектров ферритов*. Радиоэлектроника и электросвязь. Выпуск 2. РПИ. 1974.
6. Смит Я, Вейн Х . *Ферриты*. М.ИИЛ, 1962. 504 с.
7. Ранкис Г.Ж. *Динамика перемагничивания ферритов*. Рига, Зинатне, 1981.
8. Микаэлян А. Л. *Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах*. ГЭИ. М-Л, 1963.
9. Озолс Я.Я. *Прибор для установки напряженности магнитного поля по резонансному значению поля ферромагнитного образца*. Вопросы электродинамики и теории цепей. Выпуск 4. Рига, РПИ, 1969, с. 36.
10. Q. Yang , H. Zhang, Y. Liu, Q. Wen, and L. Jia, *Mater. Lett.* 62, 2647 (2008).
11. R. A. Lefever, K. A. Wickersheim, and A. B. Chase, *J. Phys. Chem. Solids* 26, 1529 (1965).
12. Y. K. Fetisov, C. E. Patton, and V. T. Synogach, *IEEE Trans. Magn.* 35, 4511 (1999).
13. T. Nagamiya, *Prog. Theory Phys.* 10, 72 (1953).
14. J. Smit and H. G. Beljers, *Philips Res. Rep.* 10, 113 (1955).
15. J. O. Artman, *Phys. Rev.* 105, 62 (1957).
16. S. T. Thornton and A. Rex, *Modern Physics for Scientists and Engineers*, 3rd ed. (Thomson Brooks/Cole, Toronto, 2006).
17. K. Muralidhar, *Apeiron* 18, 146 (2011).
18. Шпольский Э. В. *Атомная физика*. Том 1, с. 557. Наука.,М., 1974.
19. R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, 2nd ed. (Addison-Wesley, Menlo Park, CA, 2006), Vol. 1, Chap. 37.7, Vol. 2, Chap. 34.3.
20. O. Yalcin, "Ferromagnetic resonance," in *Ferromagnetic Resonance—Theory and Applications*, edited by O. Yalcin (InTech, Rijeka, Croatia, 2013).
21. Вонсовский С. В. *Магнетизм*. М., Наука, 1971. 175 с.
22. B. Odom, D. Hanneke, B. D'Urso, and G. Gabrielse, *Phys. Rev. Lett.* 97, 030801 (2006); Erratum, *Phys. Rev. Lett.* 99, 039902 (2007).
23. *Constants of Physics and Mathematics*, edited by S. Sykora, (Stan's Library, first release March 1, 2005, last update March 2012), Vol. I, available at: <http://www.ebyte.it/library/educards/constants/ConstantsOf-PhysicsAndMath.html>

ŠTERNA-GERLAHA EKSPERIMENTA INTERPRETĀCIJA AR KLASISKĀS FIZIKAS LĪDZEKĻIEM

Juris Grēve
Rīgas Tehniskā universitāte
Kaļķu iela 1, Rīga, LV- 1658, Latvija
Juris.Greve@rtu.lv

Anotācija

Dažiem kvantu mehānikas postulātiem, kas secināti pēc fizikā būtiskiem eksperimentiem, trūkst skaidrojumu klasiskās fizikas ietvaros. Turklāt, daži postulāti ir klajā pretrunā klasiskās fizikas priekšstatiem. Pētot eksperimentu aprakstu oriģinālus gan par feromagnētisku paraugu pētījumiem, gan par eksperimentiem ar atomu kūļiem, bija jākonstatē, ka, pārpratumu un pārsteidzīgu secinājumu cēlonis ir neatbilstoša mēroga lietošana, kā arī daļiņu savstarpējās mijiedarbības ignorēšana svarīgu eksperimentu analīzē un skaidrojumos.

Šajā darbā analizēti atomu magnētiskā momenta diskrētās, kvantētās orientācijas pētījumi ārējā magnētiskā lauka klātbūtnē. Veikta makroskopiska modelēšana atomu kustībai nehomogēnā magnētiskā laukā. Secināts, ka Šterna-Gerlaha eksperimenta rezultāti pakļaujas klasiskās fizikas likumiem un tādēļ tie nevar kalpot par elektrona spina eksistences pierādījumu. Piedāvāts arī anomālā Zēmana efekta skaidrojums klasiskās fizikas ietvaros.

Atslēgas vārdi: Šterna-Gerlaha eksperiments; atomu kūļi; atomu diskrētā orientācija telpā; elektrona spina klasiskā interpretācija; anomālais Zēmana efekts.

I. IEVADS

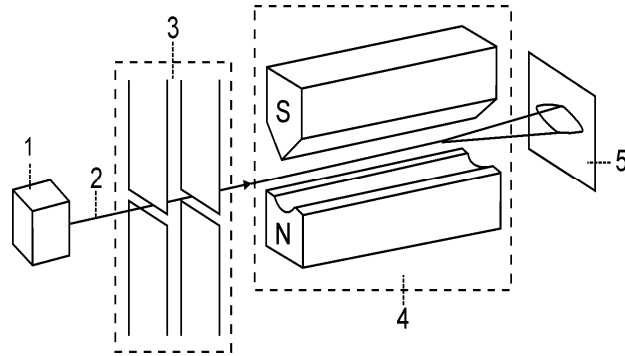
Neviens nenoliegs, ka pētot un aprakstot kādus fizikālus procesus, ir jālieto mērogs, kas atbilst pētījuma objekta un procesa vides izmēriem un struktūrai. Lai to spētu izdarīt, sevišķi maza izmēru objektu pētījumos cenšas novērojumu zonas attēlu palielināt, izmantojot optiskos mikroskopus, elektronu mikroskopus, rentgena staru mikroskopus un citas ierīces. Pētniekiem pagājušajā gadsimtā šai sakarā bija ierobežotas iespējas, bet nepārprotami bija vēlēšanās – pēc iespējas ātrāk gūt skaidrojumus novērotajiem procesiem. Tas noveda pie centieniem ķīmisko elementu nesaskatāmu elementārdaļiņu – atomu un elektronu – īpašības noteikt pēc eksperimentiem, kas veikti elementārdaļiņu mērogiem neatbilstošos apstākļos. Tam, savukārt, cēlonis ir mēriekārtu nepietiekamā jutība, kas precizitātes sasniegšanai pieprasa liela izmēra paraugu pētīšanu. Lielos paraugos ir milzīgs elementārdaļiņu skaits un visas iespējas savstarpējai mijiedarbībai, kas var jūtami ietekmēt eksperimentu rezultātus un maldināt pētniekus, ja šo mijiedarbību izraisītos efektus nenojauš un tādēļ – ignorē. Pārpratumus sekmē arī eksperimentālās iekārtas atsevišķo detaļu ietekmes ignorance. Šādos apstākļos veikti eksperimentiem var sekot elementārdaļiņām neeksistējošu īpašību un postulātu pierakstīšana, tādējādi nevajadzīgi konfrontējot ar klasiskās fizikas priekšstatiem Modernās Fizikas vārdā.

II. ŠTERNA – GERLAHA EKSPERIMENTA MAKROSKOPISKA MODELĒŠANA

A. Eksperimenta nolūks un rezultātu interpretācijas

Šterna-Gerlaha eksperiments tika iecerēts kā pārliecinošs pierādījums kvantu mehānikas teorijā pastāvošajam uzskatam par atomu magnētisko momentu īpašību – ieņemt kvantētu telpisko stāvokli

attiecībā pret ārējā polarizējošā magnētiskā lauka virzienu. Vērota sudraba atomu virzība izteikti nehomogēnā magnētiskā laukā (1. att.). Senākajās publikācijās, kā arī vēlākajās, var izsekot Šterna-Gerlaha eksperimenta un tā rezultātu analīzes attīstībai [1-6]. Pirmie sekmīgie rezultāti tika iegūti 1922. gadā un turpmāk tika izmantoti kvantu mehānikā atomu modeļa pilnveidošanai vairākos etapos [7].



Att. 1. Šterna-Gerlaha eksperimenta shēma:
 1 – sudraba karsētājs, 2 – sudraba atomu kūlis,
 3 – diafragmat, 4 – magneta poli, 5 – ekrāns.

Tika konstatēta sudraba atomu kūļa sadalīšanās (grupēšanās) divās līdzīgās daļās – pretējos virzienos. Turklāt, tika secināts, ka atomu magnētiskais moments spēj ilgstoši saglabāt savu orientāciju ārējā magnētiskā lauka virzienam paralēlā, vai tam pretējā – anti-paralēlā pozīcijā (telpiska diskretizācija-kvantēšanās), kā arī pasniegts kā uzskatāms pierādījums elektrona spina eksistencei, kam nav ticama analoga klasiskajā fizikā [5]. Šādi secinājumi liek kļūt uzmanīgiem, jo tiek pieļauta iespēja, ka atomu izmēru daļiņām nav spēkā makroskopiskos mērogos konstatētie magnētisma likumi. Tomēr jāsecina, ka:

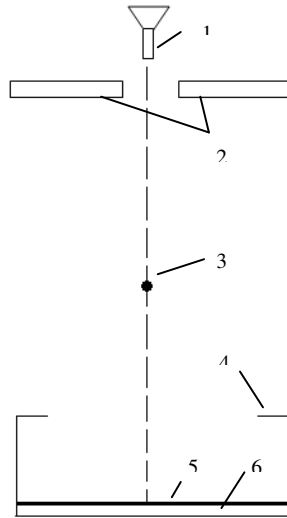
- neatbilstība klasiskās fizikas likumiem ir tikai daļēja, jo atomu magnētisko momentu novirzīšanās ārējā magnētiskā lauka gradienta virzienā atbilst klasiskās fizikas priekšstatiem. Neatbilst vienīgi secinājums par brīvu atomu magnētisko momentu spēju ilgstoši saglabāt orientāciju telpā – pretēji ārējā lauka virzienam, tādējādi ilgstoši pretoties spēcīga ārējā magnētiskā lauka iedarbībai.
- daļēja neatbilstība klasiskās fizikas likumiem aicina noskaidrot neatbilstības cēloni eksperimentu norisē vai skaidrojumos.
- elektrona spina koncepcija jau ir analizēta un izskaidrota ar klasiskās fizikas līdzekļiem kā elektrona orbītas plaknes inversija gan elektronu žiromagnētiskās attiecības mērījumos [8], gan feromagnētiskās rezonanses eksperimentos [9].

Šādu apsvērumu kopums pamato vēlmi atkārtoti pārskatīt Šterna-Gerlaha eksperimenta skaidrojumus. Šai gadījumā, ja vēlamies pārbaudīt pašus kvantu mehānikas postulātus, tad ar teorētiskiem – domu eksperimentiem [10], nebūs līdzēts. Klasiskās fizikas iespējas šai virzienā jau ir demonstrētas ar elektrodinamiskiem risinājumiem [11], tādēļ tas vedina informēt par Šterna-Gerlaha eksperimenta makroskopiskās modelēšanas iespējām.

B. Eksperimenta makroskopiskā modelēšana

Studiju nolūkos 1990. gadā šā raksta autors, lai uzskatāmi noskaidrotu klasiskas, makroskopiskas, magnētiskas daļiņas kustību nehomogēnā magnētiskā laukā, atomu aizstāja ar magnetizēta bārija ferīta lodīti un pētīja tās brīvu kritienu cauri nehomogēna magnētiska lauka apgabalam. Lodītes trajektorijas beigu koordināti var vienkārši fiksēt uz papīra loksnes, kas pārklāta ar

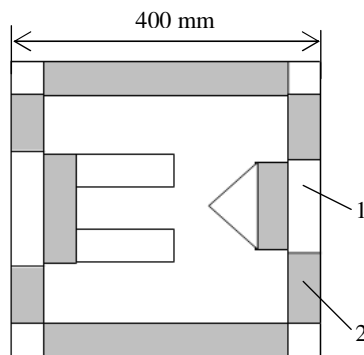
kopēšanas papīru (2. att.). Modelēšanas eksperimentā tika lietots elektromagnēts, kura serdi veidoja sastiprinātas tērauda skārda plāksnes ar kopējo biezumu 10 mm. Magnētisko lauku nodrošināja uz tērauda serdes uzlīmētais 800 vijumu tinums ar 10 A lielu strāvu (3. att.). Elektromagnēta polu profils ir proporcionāls oriģināldarbā sniegtajam zīmējumam [2]. Magnetizētas lodītes starta pozīcija bija 0.15 m virs elektromagnēta. Ekrāns tika novietots 2,65 m attālumā no magnēta, lai palielinātu izšķirtspēju trajektoriju pēdām uz ekrāna, izmantojot lodītes kustības mehānisko inerģi.



Att. 2. Modelēšanas eksperimenta shēma:

- 1 – stikla caurule, \varnothing 4 mm; 2 – magnēta poli;
- 3 – paraugs, \varnothing 3,7 mm; 4 – kaste; 5 – koppapīrs;
- 6 – ekrāns.

Sekmīgai modelēšanas eksperimenta norisei vēl nepieciešama liela pacietība, lai neskaitāmas reizes atkārtotu vienas un tās pašas lodītes kritienu ar gadījuma rakstura magnetizācijas virziena sākuma nosacījumiem.



Att. 3. Elektromagnēta konstrukcija

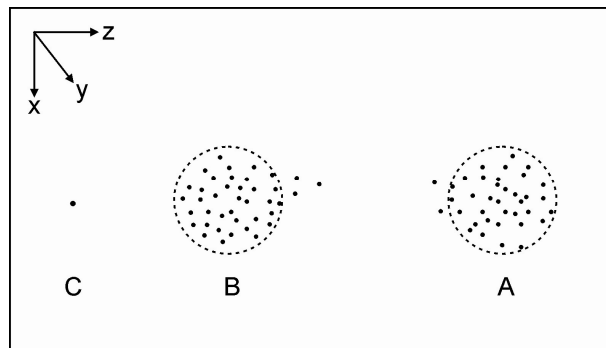
- 1 – serde – tērauda lokšņu pakete (10 mm)
- 2 – 800 vijumu tinums ar 0,9 mm vadu.

Rezultātus var aplūkot 4. attēlā, kas liecina, ka konstatējama pārliecinoša trajektoriju šķelšanās divās grupās: A un B. Attālums starp šo grupu centriem: 70 mm.

Klasiskajā fizikā ir zināms, ka nehomogēnā laukā uz daļiņu ar magnētisko momentu p_m iedarbojas spēks F_z , kas cenšas to ievilkt ($+F_z$), ja $0 \leq \alpha < \pi/2$, tajā magnētiskā lauka apgabalā, kurā ir lielāka magnētiskā indukcija B , vai izstumt no tā ($-F_z$), ja $\pi/2 < \alpha \leq \pi$:

$$F_z = p_m \cdot (\partial B / \partial x) \cdot \cos \alpha, \quad (1)$$

kur α ir leņķis starp lodītes magnētisko momentu p_m un z asi, bet lodīte krīt y ass virzienā. Par novirzēm $\pm x$ ass virzienā jārunā īpaši.



Att. 4. Krītošas lodītes pēdas uz ekrāna:

A un B – bārija ferīta lodītei, šķērsojot nehomogēnu magnētisko lauku;

C – svina lodītei, pie izslēgta magnētiskā lauka.

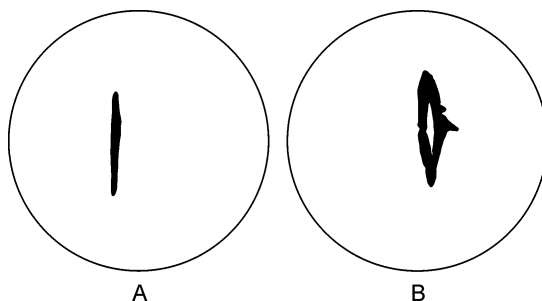
C. Šterna – Gerlaha tipa eksperimentu skaidrojums klasiskās fizikas ietvaros

Salīdzinot makroskopiskajā eksperimentā iegūto 4. attēlu ar sudraba atomu kūļa šķelšanās pierādījumu Šterna-Gerlaha eksperimentā [2], nākas atzīt lielu līdzību. Salīdzināšana ir pieļaujama, jo atomu kūlis pirms iekļūšanas magnētiskajā laukā ticis ierobežots ar kvarca kapilāru 0,3 mm diametrā, bet modelējot, lodītes sākuma kustību centrēja 4 mm stikla caurulīte. Tiesa, būtiski atšķiras magnētiskajā laukā pavadītais laiks Δt . Makroskopiskajā eksperimentā lodīte brīva kritiena apstākļos 1 cm distancē, pie vidējā ātruma 1,7 m/s, atradās 5,7 ms. Savukārt O. Šterna noteiktais sudraba atomu kustības ātrums bija 660 m/s, un tādēļ atomi 3,5 cm gara magnēta ceļā atradās tikai 0,053 ms. Tātad atomi magnētiskā lauka iedarbībā atradās aptuveni 100 reizes īsāku laiku. Lodītes un atomu masas un izmēru atšķirības, protams, ir daudz lielākas.

Eksperimentu rezultātu līdzība liecina, ka Šterna-Gerlaha eksperimentam var eksistēt skaidrojums klasiskās fizikas ietvaros, un kārtējo reizi ir jāveic teorijas precizēšana, gluži tā, kā tas jau reiz noticis [7], jo pareizam eksperimentam mēdz būt kļūdaini skaidrojumi.

Interesi piesaista daļiņu trajektorija bez ārējā magnētiskā lauka ($H=0$). Makroskopiskajā eksperimentā šīs trajektorijas gals redzams uz ekrāna punktā C (att. 4), tātad neatrodas vidū – starp A un B apgabaliem. Mikroskopiskajos eksperimentos šis režīms tiek eksponēts uz atsevišķa ekrāna (att. 5), kas apgrūtina gan asimetrijas pierādīšanu, gan noliegšanu. Šajā eksperimentā lietota nevis apaļa, bet taisnstūra spraugas diafragma. Jāatzīst, ka citos eksperimentu attēlos asimetrija nav tik izteikta, bet saskatāma [12]. Simetriski zīmētus attēlus var skatīt mācību materiālos, kas veltīti kvantu teorijas matemātiskās simetrijas ilustrēšanai. Ja kvantu mehānikai attēlos redzamā asimetrija nav vēlama, tad klasiskai fizikai nav grūtību sniegt skaidrojumu:

- Jau pats fakts, ka makroskopiskajam un mikroskopiskajam eksperimentam ir līdzīgi rezultāti, liecina, ka abos var darboties vieni un tie paši fizikas likumi. Tās liek meklēt nepilnības skaidrojumos. Nevar piekrist kvantu mehānikā izplatītajam uzskatam, ka magnētiskām daļiņām ar vienlīdz varbūtīgu magnētiskā momenta virzienu sadalījumu telpā nevar notikt grupēšanās. Te nelīdz plaši izvērsti aprēķinu pārskats [3], jo tā pamatā ir pieņēmums, ka daļiņu magnētiskie momenti nemaina sākotnējo virzienu arī pēc iekļūšanas magnētiskajā laukā. Šāds pieņēmums ir klajā pretrunā ar brīvu daļiņu rotācijas iespēju ārējas iedarbības gadījumā un nav pieņemams eksperimentu seku analizē.



Att. 5. Sudraba atomu kūļa pēdas uz ekrāniem Šterna – Gerlaha eksperimentā ar spraugas tipa diafragmu: A – \mathbf{H} – izslēgts; B – \mathbf{H} – ieslēgts.

- Makroskopiskās modelēšanas eksperimenta rezultāti pierāda, ka sākotnēji dažādi orientētas magnētiskas daļiņas nehomogēnā magnētiskajā laukā grupējas divās kopās: A un B (att. 4) arniecīgu daļiņu skaitu intervālā starp šīm grupām. Tas ļauj secināt, ka apgabalā A sagrupējušās daļiņas, kam sākotnējās novirzes leņķis pret z asi ir bijis $0 \leq \alpha < \pi/2$, bet apgabalā B – daļiņas, kurām $\pi/2 < \alpha \leq \pi$, (skat. formulu1). Arī mikroskopiskajos eksperimentos ar sudraba atomu kūļiem rezultāti nefokusējas divos punktos, bet gan, līdzīgi makroskopiskai modelēšanai – divos izplūdušos apgabalos. Tas liecina, ka arī atomu izmēros darbojas klasiskie magnētisma likumi. Tādus pašus secinājumus var piemērot atomu kūļu novirzēm (att.5), kur apaļas diafragmas vietā ir lietota sprauga – garena taisnstūra formā. Atbilstošās zonas uz ekrāna tādēļ ir garenas un pietiekami izplūdušas, lai varētu uzdrošināties apšaubīt atomu magnētisko momentu sākotnējo strikti kvantēto vērsumu ārējā magnētiskā lauka, vai tam pretējā, virzienā.
- Makroskopiskās modelēšanas eksperimentā svarīgu informāciju sniedz fakts, ka nemagnētiskas daļiņas trajektorija uz ekrāna nonāk punktā C (att. 3). Tas liecina, ka B kopas daļiņas, iekļūstot nehomogēnajā magnēta laukā, izjūt iedarbības spēku $-F_z$, bet vienlaicīgi daļiņa saņem spēka momentu $\vec{T} = \vec{p}_m \times \vec{B}$, kas cenšas orientēt daļiņas magnētisko momentu p_m ārējā lauka indukcijas B virzienā. Šādai saliktai trīs-dimensiju kustībai, daļiņu masas inerces dēļ, nepieciešams laiks, kas B kopas daļiņām jūtami palēnina un aizkavē virzīšanos +z ass virzienā. Jo ilgāk daļiņas atrodas magnētiskā lauka iedarbības zonā, jo tālāk no centra C tiek novirzītas zonas A un B, kurās daļiņu magnētiskie momenti abās zonās jau ir vērsti vienā virzienā. Nav iemeslu spekulācijām, ka sudraba atomiem tas nav spēkā. Savietojot abu režīmu attēlus vienā, asimetrija ir saskatāma (att. 5). Eksperimentos ar atomu kūļiem asimetrija var būt arī niecīga, jo magnētiskā lauka iedarbības laiks ir 100 reizes īsāks nekā eksperimentos ar magnētisku lodīti. To, vai abās atomu plūsmās Šterna-Gerlaha eksperimenta iekārtas izejā visi atomi jau ir vērsti vienā virzienā, var pārbaudīt ar atkārtotu Šterna-Gerlaha iekārtas pieslēgumu katram sašķeltajam atomu kūlim. Pēc atkārtotās filtrācijas, katram kūlim jaunu šķelšanos vairs nevajadzētu novērot, ja vien pa ceļam nav notikusi atomu

dezorientācija. Nevar piekrist, ka šai gadījumā var iztikt ar „domāšanas eksperimentu”, kā tas ieteikts [10], lietojot kvantu mehānikas paņēmienus.

Mūsdienās makroskopisko eksperimentu ar magnetizētu lodīti var modernizēt – papildinot to ar paātrinātu video-fiksāciju lodītei, kuras magnētiskie poli ir iekrāsoti. Tas ļautu izsekot magnetizētās lodītes 3-d kustībai no starta līdz ekrānam. Šterna-Gerlaha eksperimenta interpretācijas iespējas klasiskās fizikas skatījumā papildina arī risinājumi ar elektrodinamiskām metodēm [13] un matemātisku simulēšanu [11].

III. ATOMU MIJIEDARBĪBAS IESPĒJAMIE EFEKTI RETINĀTĀS VIDĒS

A. Anomālā Zēmana efekta interpretēšanas iespējas klasiskās fizikas ietvaros

Kvantu mehānikas teorijas formēšana notika balstoties uz tā sauktajiem noteicošajiem fizikas eksperimentiem, kuru starpā jāmin atomu spektroskopija, kuras rezultāti kopā ar Šterna-Gerlaha, Einšteina-de Hāzes un Barneta eksperimentu interpretācijām tika izvirzīti elektrona spina postulēšanai vēl 1925. gadā. Elektrona spina skaidrojums jau sniegts [8; 9], un minēts, ka atomu spektru komponentes nav procesu stacionāru stāvokļu ilustrācija, bet gan dinamisku izmaiņu sekas. Atbilstoši tam, kas ar atomiem notiek laika intervālā, ar spektroskopa palīdzību tiek pārveidots un novērots frekvenču intervālā. Tā kā retinātu gāzu jonizācijas kamerā notiekošie gan jonizācijas, gan rekombinācijas procesi ir izteikti haotiski, tad to pašu jāattiecinā uz iegūtajiem spektriem. Spektru reģistrējošās ierīces ir pietiekoši inerciālas (vēl jo vairāk – cilvēka redze), lai iegūtu jau integrētu ainu, kas tikai šķiet nemainīga, stacionāra. Spektros kontrastaini saskatāmās līnijas norāda uz biežāk notiekošiem procesiem.

Spēcīga ārēja magnētiska lauka klātbūtnē novēro ūdeņraža atomu optiskā spektra līniju šķelšanos divās daļās (normālais Zēmana efekts). Šos procesus ar klasiskās elektrodinamikas paņēmieniem aprēķināja Lorencs, turklāt aprēķini precīzi sakrīta ar spektru novērojumiem, ieskaitot polarizācijas veidus un virzienus [14].

Samazinot ārējā magnētiskā lauka intensitāti, novēro anomālo Zēmana efektu – sīkstruktūras parādīšanos spektrā. Šī parādība tiek skaidrota kvantu mehānikā ar formālu elektrona orbītas kustības ignoranci un piesaistot elektrona spina magnētisko momentu virzienu telpiskās kvantēšanās īpašību [15], tomēr iespējams arī neformāls skaidrojums, nelietojot elektrona spina hipotēzi, bet saglabājot elektrona orbītas lomu atoma magnētiskā un mehāniskā momenta izcelsmē [5; 9].

Retinātās gāzēs atomu blīvums ir samazināts un pavājinātam ārējam laukam var neizdoties visu atomu magnētiskos momentus orientēt vienā virzienā, jo tam pretojas atomu savstarpējās mijiedarbības spēki, kas cenšas minimizēt lokālu tilpumu ārējo enerģiju. Enerģijas minimizēšana var izdoties retinātā, jonizētā, lokālā vidē, ja atsevišķo atomu magnētiskie momenti veido noslēgtu kontūru. Tā kā visi atomu momenti ir vienādi, tad noslēgtu kontūru veido vektoru daudzstūri ar n skaita malām, kur magnētisko momentu vektoru vērsums no ārējā lauka virziena atšķiras kvantēti par $2\pi/n$. Šādam veidojumam summārais magnētiskais moments ir nulle, bet katra piesaistītā atoma elektrona orbītas plaknē ārējam magnētiskajam laukam ir individuāla, diskrēta projekcija, kurai atbilst individuāla, diskrēta elektrona rotācijas frekvence, kas atainojas spektrā. Tomēr, jonizācijas apstākļos šāds atomu virknējums nevar būt stabils, jo lokāls enerģijas pieaugums šo kārtību spēj izjaukt, un brīvie atomi savus magnētiskos momentus orientē ārējā magnētiskā lauka virzienā. Savukārt, lokālam enerģijas (temperatūras) kritumam var sekot šādu – vāji un īslaicīgi saistītu atomu daudzstūru objektu atjaunošanās. Šādu procesu spontāna atkārtošanos var notikt jonizācijas kameras vairākos lokālos tilpumos, tādējādi izraisot spektra līniju kvantētu sašķelšanos. Kā redzam, arī klasiskās fizikas ietvaros var iegūt enerģētiski pamatotu elementāro magnētisko momentu un tiem atbilstošo mehānisko momentu telpiskās kvantēšanās modeli.

B. Atomu mijiedarbības iespējamās sekas eksperimentos ar atomu kūļiem

Nav izslēgta iespēja, ka līdzīga atomu mijiedarbības izpausme (skat. III A) notiek arī atomu kūļos Šterna-Gerlaha eksperimentos. Ja pirms iekļūšanas magnētiskajā laukā atomi minimizē enerģiju veidojot noslēgtas ķēdītes, tad, vājo saišu dēļ, magnētiskais lauks spēj ķēdītes izjaukt un atomus sagrupēt vairākos kūļos, kā tas novērots eksperimentos ar sēra atomiem [3]. Tātad iegūtā informācija liecina par atomu kvantētu pozicionēšanās faktu pirms nokļūšanas magnētiskajā laukā. Nav nedz pierādījumu, nedz iemeslu, lai sagrupētajos kūļos atomu magnētiskie momenti saglabātu savu sākotnējo virzienu, spītējot ārējā magnētiskā lauka iedarbībai. Arī Šterna-Gerlaha eksperiments ir uzskatāms par pētāmās struktūras sagraujošu eksperimentu [9].

C. Diafragmu loma atomu plūsmu eksperimentos.

Elementa atoma magnētiskā momenta virzienu pašā atomā ir saistīta ar atoma uzbūves dinamisko stereometriju, taču formāls kvantu mehānikā lietotā telpiskās kvantēšanas principa pārnesums uz telpā nesaistītiem atomiem klasiskā interpretācijā nav pieņemams. Nav arī pamata uzskatam, ka brīvu atomu magnētiskajiem momentiem ārējā lauka klātbūtnē pašiem piemīt telpiskās diskretizācijas īpašība (griba, vēlme, kaprīze) ilgstoši saglabāt virzienu, kas nesakrīt ar polarizējošā lauka virzienu.

Parādības neformāls skaidrojums kļūst iespējams, ja eksperimenta analīzē neignorē būtisku iekārtas sastāvdaļu – diafragmu. Atomu kūļa fokusēšanas nolūkos, eksperimentos lietoto diafragmu atvērums ir niecīgs. Tik niecīgs, ka 8–10 stundu ilgas ekspozīcijas laikā ir konstatēti diafragmas “aizaugšanas” gadījumi [3]. Tas nozīmē, ka atomu plūsmai pastāv mijiedarbība ar diafragmas atvēruma malu veidojošā materiāla atomiem. Šai gadījumā nav pamata uzskatīt diafragmas malas kā absolūti cietu, nepārtrauktu veidojumu, kas veic tikai un vienīgi plakana atomu kūļa formēšanu. Pētot mikroskopiskus objektus – atomus, nav pieļaujama dažādu mērogu vienlaicīga lietošana. Tas nozīmē: ja apstākļi neļauj palielināt novērošanas izšķirtspēju un pētījuma analīze tiek pārcelta iztēlē, tad mēroga izmaiņām vienādā mērā jāpakļauj gan pētāmais objekts, gan apkārtējā vide. Šai skatījumā diafragmas sienu veidojošo molekulu ārējie atomi spēj ne tikai formēt šauru, plakānu garām traucējošu atomu kūli, bet arī mainīt caur plūstošo atomu orientāciju telpā. Ja atzīstam, ka atomu elektronu čaulas dinamiskās uzbūves īpatnības nosaka atomiem iespēju šķērsot diafragmu tikai diskrētos stāvokļos, tad varam atbrīvot magnētisma teoriju no nedabīgas atomu magnētisko momentu tieksmes patvaļīgi diskretizēties telpā. Tādējādi diafragmas ietekmes ievērošana ļauj papildināt argumentus Šterna-Gerlaha tipa eksperimentu skaidrošanai klasiskās fizikas ietvaros.

IV. SECINĀJUMI

Ņemot vērā vairāku autoru pienesumu Šterna-Gerlaha eksperimenta skaidrošanai ar klasiskās fizikas līdzekļiem, var secināt:

- Pastāv iespēja atomu kūļa sadalīšanas eksperimentus skaidrot klasiskās fizikas ietvaros, ja vien ievēro daļiņu kustības visas brīvības pakāpes. Par to liecina gan makroskopiskās modelēšanas eksperimenti, gan uzrādītie elektrodinamiskie risinājumi un matemātiskās simulēšanas iespējas.
- Šterna-Gerlaha eksperimenta rezultātus nevar izmantot kā pierādījumu elektrona spina eksistencei, jo:
 - a) eksperimentā uz kopēja ekrāna nav iegūts, vai netiek rādīts atskaites punkts, vai atskaites līnija, kas pierādītu atomu kūļu novirzes simetriju;
 - b) nav informācijas par atomu magnētiskā momenta patieso virzienu trajektorijas gala punktā – uz ekrāna.

- Ar atomu lokālu mijiedarbību izdodas izskaidrot gan anomālo Zēmana efektu, gan Šterna-Gerlaha eksperimenta gaitu.
- Var izskatīt elektrona piederību elementārdaļiņu sistēmai, jo piedāvātajos eksperimentu skaidrojumos klasiskās fizikas ietvaros nav jālieto ne “spina” hipotēze, ne kvarku eksistence.

Atsauces

1. Барнэтт С. Гиромагнитные эффекты и эффекты инерции электронов. Успехи Физических Наук, т.18, вып. 3, 1937.
2. Gerlach W, Stern O. Über die Richtungsquantenlug im Magnetfeld. Annalen der Physik, vierte folge, band 74, No 16, 1924, 673- 699.
3. Тригг Дж. Решающие эксперименты в современной физике. Москва, Мир, 1974.
4. M. Arsenijević and M. Dugić, Acta. Phys. Pol. A. **117**, 760 (2010).
5. N. G. Gratke, Journal of Unconventional Theories and Research. **1**, 1 (2007), available at:<http://www.scientificjournals.org/journals2007/articles/1265.pdf>
6. I. Unna and T. Sauer, Ann. Phys. (Berlin) **525**, A15 (2013).
7. A. Franklin and S. Perovic, “Experiment in Physics. Appendix 5: Right Experiment, Wrong Theory: The Stern-Gerlach Experiment”, *The Stanford Encyclopedia of Philosophy* (Summer 2015 Edition), Edward N. Zalta (ed.), available at:<http://plato.stanford.edu/archives/sum2015/entries/physics-experiment/app5>
8. J. Grēve, Phys. Essays. **28**, 14 (2015).
9. J. Grēve, Phys. Essays. **28**, 507 (2015).
10. R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, 2nd ed. (Addison-Wesley, Melno Park, 2006), Vol.3., chap. 5.2.
11. A.V. Hamid, “Classical Justification of the Stern-Gerlach Experiment,” 2007, available at: <http://vixra.org/pdf/0908.0061v1.pdf>
12. J. P. Toennies, H. Schmidt-Bocking, B. Friedrich, and J. C. A. Lower, Ann. Phys. (Berlin) **523**, 1045 (2011).
13. J. D. Best, “Alternative Explanation of the Stern Gerlach Experiment,” 2015, available at: http://vidainstitute.org/?page_id=489
14. Шпольский Э. В. Атомная физика. Том 1, §77. Наука.,М., 1974.
15. S. T. Thornton and A. Rex, *Modern Physics for Scientists and Engineers*, 3rd ed. (Thomson Brooks/Cole, Toronto, 2006), chap. 8.3.

*

AUTORA PĒCVĀRDI

Publicēto darbu novērtējums, protams, ir lasītāju ziņā, un autoram atliek vien sagrupēt mazāk apstrīdamus faktus. Jāpiekrīt recenzentu atzinumam, ka Šterna-Gerlaha eksperimenta pilnīgi pārlicinošai interpretācijai ar klasiskās fizikas līdzekļiem pietrūkst pilna matemātiskās simulācijas aprēķina. Tas liecina, ka vēl kādiem pētniekiem pastāv iespēja pārbaudīt sava talanta un klasiskās fizikas iespējas. Bet jau paveiktais atbrīvo pētniekus no formālisma un pretrunām, no centieniem būvēt paralēlu pasauli, kurā pilnīgi, vai daļēji nedarbojas klasiskās fizikas likumi.

Ir izdevies pierādīt, ka tā sauktajos “liktenīgajos”, “noteicošajos”, “izšķirošajos” fizikas eksperimentos, kas tika izmantoti elektrona ”spina” postulēšanai, patiesībā tika novērota vai nu elektrona orbītas plaknes pilna pagriešanās par 180 grādiem (plaknes inversija), vai daļēja pagriešanās ($0 - 90^\circ$) Šterna-Gerlaha eksperimentos. Tas atbilst klasiskajiem priekšstatiem, lietojot Bora atoma planetāro modeli. Līdz ar to šajā fizikas nozarē ir attaisnojies uzskats par fizikas likumu vienotību un neatkarību no objektu izmēriem.

Var uzskatīt, ka mērķis ir sasniegts: novērsta maldīšanās, vai, pareizāk, pievērsta uzmanība uz maldīšanos, kas “modernās fizikas” vārdā pastāvējusi, diemžēl, jau 90 gadus. Iemesli tik ilgai pagājušajā gadsimtā izveidotās mistifikācijas pastāvēšanai ir gan objektīvi, gan subjektīvi. Daļēji objektīvie cēloņi jau minēti publikācijās, bet subjektīvo iemeslu skaidrošanu atstāsim zinātnes attīstības pētnieku ziņā.

Atliek pateikties ģimenei un draugiem, kuri palīdzēja manuskriptu tapšanā un uzlabošanā, kā arī žurnāla Physics Essays nozares galvenajam redaktoram Emilio Panarella, kam, pēc skarbu recenziju saņemšanas un sekojošiem autora atspēkojumiem, pietika drosmes atļaut manuskriptus publicēt.

Autors.