

უკ 378.147:543.429.23

## მაგნიტური რეზონანსის თეორიის შესწავლისათვის ზოგადი ფიზიკის კურსში

მზევინარ მელიქია

ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი, ფიზიკის ფაკულტეტი,  
ზოგადი ფიზიკის კათედრა

### ანოტაცია

განხილულია მაგნიტური რეზონანსის თეორიის ელემენტები ზოგადი ფიზიკის ჩარჩოებში. ჩაწერილია ზემანის ენერგეტიკული სპექტრისა და მაგნიტური რეზონანსული სიხშირის გამოსახულებები. ჩატარებულია რიცხვითი შეფასებები, როგორც ბირთვული მაგნიტური რეზონანსისთვის, ასევე პარამაგნიტური რეზონანსისთვის. გამოკვლეულია მაკროსკოპული ნიმუში  $\frac{1}{2}$  სპინისა და დადებითი გირომაგნიტური ფარდობის შემთხვევაში. მიღებულია ენერჯიის შთანთქმის სიმძლავრის ფორმულა. დამაგნიტების პროექციებისთვის ჩაწერილია ბლოხის განტოლებები, რომლებშიც მარტივი ფორმითაა გათვალისწინებული რელაქსაციური ეფექტები. მოყვანილია ამ განტოლებების სტაციონარული ამონახსნები, რომლებიც აღწერს ლორენცის ფორმის შთანთქმისა და დისპერსიის მრუდებს. სტატია მთავრდება მაგნიტური რეზონანსული შთანთქმის მრუდების მოკლე მიმოხილვით.

**საკვანძო სიტყვები:** რადიოსპექტროსკოპია, ზემანის დონეები, მაგნიტური რეზონანსი, პარამაგნიტური რეზონანსი, ბლოხის განტოლებები.

### 1. შესავალი

ზოგადი ფიზიკის კურსში შეისწავლება კვანტური მოვლენების თანამედროვე მათემატიკური თეორიის – კვანტური მექანიკის საფუძვლები. ეს საშუალებას გვაძლევს გავაშუქოთ თანამედროვე ფიზიკის მრავალი მნიშვნელოვანი კვანტური მოვლენა ზოგადი ფიზიკის ჩარჩოებში.

კვანტური სისტემების მიერ რადიოსიხშირული დიაპაზონის ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივებისა და შთანთქმის მოვლენები საფუძვლად დაედო ნივთიერების აგებულებისა და მასში მიმდინარე ფიზიკურ-ქიმიური პროცესების შესწავლის რადიოსპექტროსკოპულ მეთოდებს. ეს მოვლენები გამოიყენება, აგრეთვე, კვანტური გენერატორების, გამაძლიერებლებისა და მაგნიტომეტრების შესაქმნელად.

1938 წელს ატომურ კონებზე ჩატარებულ რაბის ცდებში პირველად იყო რეგისტრირებული ბირთვული მაგნიტური რეზონანსი. ამ მეთოდით განისაზღვრა მრავალი ბირთვის მაგნიტური მომენტი.

რადიოსპექტროსკოპიის ინტენსიური განვითარება დაიწყო მას შემდეგ, რაც 1944 წელს ზავისკიმ აღმოაჩინა ელექტრონული პარამაგნიტური რეზონანსის მოვლენა, 1946 წელს ბლოხმა და პარსელმა გამოაქვეყნეს ნაშრომი კონდენსირებულ გარემოში ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის აღმოჩენის შესახებ და 1950 წელს დემელტმა და კრიუგერმა მიიღეს ბირთვული კვადროპოლური რეზონანსის სპექტრები.

თანამედროვე რადიოსპექტროსკოპული ხელსაწყოები ხასიათდება მაღალი მგრძნობიარობით და გარჩევისუნარიანობით. მაგალითად, ბირთვული მაგნიტური რეზონანსით რეგისტრირდება  $10^{-24} - 10^{-25}$  ერგი ენერჯიით გადასვლები და

შესაძლებელია 0,1 ჰერცის ინტერვალით დაშორებული სპექტრული ხაზების გარჩევა. ფიზიკის სხვადასხვა დარგში მაგნიტური რეზონანსის მეთოდების ინტენსიური შეღწევა აიხსნება იმით, რომ ეს მეთოდები საშუალებას გვაძლევს ატომურ დონეზე მივიღოთ პროცესების შესახებ ინფორმაცია.

2. მაგნიტური რეზონანსის მოვლენებს მიეკუთვნება მოვლენათა ფართო კლასი, რომელშიც შეიძლება გამოვყოთ შემდეგი დამოუკიდებელი განყოფილებები: 1) ბირთვული მაგნიტური რეზონანსი, 2) ელექტრონული მაგნიტური რეზონანსი (ელექტრონული სპინური რეზონანსი) იონურ კრისტალებში, პარამაგნიტურ მარილებში, ნახევარგამტარებში და ა.შ., 3) ფერომაგნიტური რეზონანსი (ფერომაგნეტიკების, ანტიფერომაგნეტიკებისა და ფერიტების სპინურ სისტემებში). მოვლენათა ამავ ელასს შეიძლება მივაკუთვნოთ მრავალფეროვანი ეფექტები, რომლებიც მიმდინარეობს სხვადასხვა სიხშირის ცვლად ელექტრომაგნიტურ ველებში მოთავსებულ ლითონებში, ნახევარგამტარებში, სითხეებსა და გაზებში.

მაგნიტური რეზონანსის მოვლენებს თან ახლავს კვანტური სისტემების მიერ ენერჯის შთანთქმა და გამოსხივება რადიოსიხშირული დიაპაზონის ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებასთან ურთიერთქმედებისას. ენერჯის შთანთქმა და გამოსხივება განპირობებულია ბირთვული ან ელექტრონული მაგნიტური მომენტების ურთიერთქმედებით მუდმივ და ცვლად მაგნიტურ ველებთან. ერთდროულად, ბირთვულ და ელექტრონულ მაგნიტურ მომენტებთან ურთიერთქმედებისას ენერჯის შთანთქმა განპირობებს ორმაგი რეზონანსის მოვლენებს.

$\vec{H}$  დაძაბულობის მაგნიტურ ველში ყოველი მიკრონაწილაკი, რომლის მაგნიტური მომენტიცაა  $\vec{\mu}$ , იძენს დამატებით ენერჯიას (ზეემანის ენერჯიას). ჰამილტონიანს ამ შემთხვევაში ძალიან მარტივი სახე აქვს [1]:

$$H = -\vec{\mu}\vec{H}. \quad (1)$$

მაგნიტური მომენტი მექანიკური მომენტის  $\vec{J}$  ოპერატორთან დაკავშირებულია  $\gamma$  გირომაგნიტური ფარდობის საშუალებით:

$$\vec{\mu} = \gamma\vec{J} \equiv \gamma\hbar\vec{I}, \quad (2)$$

სადაც  $\vec{I}$  არის უგანზომილებო მექანიკური მომენტი (სპინი), ხოლო  $\vec{J}$  მომენტის ერთეულია  $\hbar$  პლანკის მუდმივა. გირომაგნიტური ფარდობის განზომილება ემთხვევა  $e/mc$  სიდიდის განზომილებას (ელექტრონებისთვის  $\gamma_e < 0$ ,  $|\gamma_e| \sim 10^7$  რად/წმ.გს, უმეტესი ბირთვისთვის  $\gamma_n > 0$ ,  $|\gamma_n| \sim 10^4$  რად/წმ.გს).

მაგნიტური მომენტის ერთეულად მიჩნეულია ბორის მაგნეტონი ( $\beta_e = e\hbar/2m_e c = 9,27 \cdot 10^{-21}$  ერგი/გს) ან ბირთვული მაგნეტონი ( $\beta_n = e\hbar/2m_p c = 5,05 \cdot 10^{-24}$  ერგი/გს) იმის მიხედვით, მიკრონაწილაკის მაგნიტური მომენტი განპირობებულია ელექტრონებით თუ ბირთვებით.

$$|\gamma_e| = g_e \frac{e}{2m_e c}, \quad |\gamma_n| = g_n \frac{e}{2m_p c},$$

სადაც  $g$  სპექტროსკოპული გახლეჩის ფაქტორი ანუ, უბრალოდ,  $g$ -ფაქტორია.

ბირთვების სპინები რიგით ემთხვევა ატომების სპინებს (გამოისახება მთელი ან ნახევარმთელი რიცხვებით), ბირთვების მაგნიტური მომენტები კი ათასჯერ ნაკლებია, ვიდრე ელექტრონებისა. ამიტომ მაგნიტურ ველთან ელექტრონების ურთიერთქმედების ენერგია სამი რიგით მეტია, ვიდრე იმავე ველთან ბირთვების ურთიერთქმედების ენერგია.

თუ  $Z$  ღერძს მივმართავთ გარეშე მუდმივი  $\vec{H}_0$  მაგნიტური ველის თანხვედნილი მიმართულებით, მაშინ (2) თანაფარდობის გათვალისწინებით (1) ჰამილტონიანი შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$H = -\hbar\gamma H_0 I_z. \quad (3)$$

ენერგიის შესაძლო მნიშვნელობებია:

$$E = -\hbar\gamma H_0 m, \quad (4)$$

სადაც  $m = I, I-1, \dots, (-I)$ . როგორც ვხედავთ, ზეემანის ენერგეტიკული დონეების სპექტრი ეკვიდისტანტურია. დონეების ასეთი სისტემის არსებობა ვლინდება სელექტიური (შერჩევითი) შთანთქმით. ამისათვის აუცილებელია ისეთი ურთიერთქმედების ჩართვა, რომელსაც შეუძლია გამოიწვიოს დონეებს შორის გადასვლები. ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად, ეს ურთიერთქმედება დროის მიხედვით უნდა იცვლებოდეს  $\omega = \Delta E/\hbar$  სიხშირით ( $\Delta E$  საბოლოო და საწყისი დონეების ენერგიებს შორის სხვაობა).

უფრო ხშირად იყენებენ მუდმივი ველისადმი მართობულ ცვლად მაგნიტურ ველს.  $H_x(t) = H_x^0 \cos \omega t$  ველის შესაბამის შემფოთების  $H'$  ჰამილტონიანს შემდეგი სახე აქვს:

$$H' = -\hbar\gamma H_x^0 I_x \cos \omega t. \quad (5)$$

$I_x$  ოპერატორის მატრიცული ელემენტები ( $m'|I_x|m$ ) ნულისგან განსხვავებულია, თუ  $m' = m \pm 1$ .

$$(m+1|I_x|m) = (m|I_x|m+1) = \frac{1}{2}\sqrt{I(I+1)-m(m+1)}, \quad (6')$$

$$(m-1|I_x|m) = (m|I_x|m-1) = \frac{1}{2}\sqrt{I(I+1)-m(m-1)}. \quad (6'')$$

მაშასადამე, დასაშვებია მხოლოდ მეზობელ დონეებს შორის გადასვლები:

$$\hbar\omega = \Delta E = \hbar\gamma H_0. \quad (7)$$

მაგნიტური რეზონანსის პირობაა:

$$\omega = \gamma H_0. \quad (8)$$

რეზონანსული სიხშირის (8) გამოსახულებაში არ შედის პლანკის მუდმივა. ეს გარემოება მიგვანიშნებს მოვლენის კლასიკური ინტერპრეტაციის შესაძლებლობას. მუდმივ მაგნიტურ ველში მაგნიტური მომენტის პრეცესიის კლასიკური სიხშირე (ლარმორის სიხშირე)  $\vec{\Omega}_L = -\gamma \vec{H}_0$  მოდულით ემთხვევა (8) ციკლურ სიხშირეს, რომელიც, კვანტური თეორიის თანახმად, აუცილებელია მაგნიტური რეზონანსული შთანთქმისათვის.

$3 \cdot 10^3$ -დან  $10^4$  გაუსამდე მაგნიტური ველებისათვის ელექტრონულ სისტემებში რეზონანსული სიხშირე  $\omega_e/2\pi = \nu_e \sim 10^4$  მეგაჰერცის არეში, ზემადალი სიხშირეების დიაპაზონშია (შესაბამისი კვანტის ენერგია  $\Delta E = \hbar \omega_e = \hbar \gamma_e H_0 \sim 10^{-16}$  ერგი  $\sim 10^{-4}$  ევ  $\sim K \sim \text{სმ}^{-1}$ ), ხოლო ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის სიხშირე  $\omega_n/2\pi = \nu_n \sim 10$  მეგაჰერცის არეში, მაღალი სიხშირეების დიაპაზონშია (შესაბამისი კვანტის ენერგია  $\Delta E = \hbar \omega_n = \hbar \gamma_n H_0 \sim 10^{-19}$  ერგი  $\sim 10^{-7}$  ევ  $\sim 10^{-3} K \sim 10^{-3} \text{სმ}^{-1}$ ).

უმეტეს შემთხვევაში გამოიყენება ყველაზე ძლიერი მაგნიტური ველები, რომელთა მიღებაც შესაძლებელია ლაბორატორიულ პირობებში, რადგან ამ დროს დიდია შთანთქმული კვანტის ენერგია და შესაბამისად, ძლიერია რეზონანსული სიგნალი.

### 3. გამოვიკვლიოთ მაკროსკოპული ნიმუში მაგნიტური რეზონანსის პირობებში [2].

სიმარტივისთვის განვიხილოთ  $I = \frac{1}{2}$  სპინისა და დადებითი  $\gamma$  ფარდობის შემთხვევა.

შემოვიღოთ  $N_+$  და  $N_-$  დასახლებანი, რომლებიც გამოსახვენ, შესაბამისად,  $m = \frac{1}{2}$

და  $m = -\frac{1}{2}$  მდგომარეობებში სპინების რიცხვს. ცვლადი მაგნიტური ველის ზემოქმედებით იძულებითი გადასვლების შედეგად იცვლება  $N_+$  და  $N_-$  რიცხვები, ხოლო სპინების საერთო  $N_+ + N_- = N$  რიცხვი, ცხადია, უცვლელი რჩება.

$N_+$  დასახლების დროის მიხედვით ცვლილებისთვის შეგვიძლია დავწეროთ შემდეგი დიფერენციალური განტოლება (კინეტიკური განტოლება):

$$\frac{dN}{dt} = N_- W_{(-) \rightarrow (+)} - N_+ W_{(+) \rightarrow (-)}, \quad (9)$$

სადაც  $W_{(+) \rightarrow (-)}$  და  $W_{(-) \rightarrow (+)}$  სიდიდეები, შესაბამისად,  $(+) \rightarrow (-)$  და  $(-) \rightarrow (+)$  გადასვლების ალბათობებია (დროის ერთეულში).

$V(t)$  შემფოთებით დროის ერთეულში  $a \rightarrow b$  გადასვლის  $P_{a \rightarrow b}$  ალბათობის ცნობილ ფორმულას შემდეგი სახე აქვს:

$$P_{a \rightarrow b} = \frac{2\pi}{\hbar} |(b|V|a)|^2 \delta(E_a - E_b - \hbar\omega). \quad (10)$$

(5) და (6) გამოსახულებების თანახმად  $|(a|V|b)|^2 = |(b|V|a)|^2$ , ამიტომ ჩვენს შემთხვევაში  $P_{a \rightarrow b} = P_{b \rightarrow a}$ , მაშასადამე,

$$W_{(+)\rightarrow(-)} = W_{(-)\rightarrow(+)} \equiv W. \quad (11)$$

(11) თანაფარდობის გათვალისწინებით (9) განტოლება ლებულობს შემდეგ სახეს:

$$\frac{dN_+}{dt} = W(N_- - N_+). \quad (9')$$

შემოვიღოთ  $N_+ - N_- = n$  დასახლებათა სიჭარბე.  $N_+ + N_- = N$  ტოლობის გათვალისწინებით, მარტივად მიიღება, რომ

$$N_+ = \frac{1}{2}(N+n) \text{ და } N_- = \frac{1}{2}(N-n). \quad (12)$$

ამ გამოსახულებების გამოყენებით (9') განტოლებიდან შეგვიძლია გადავიდეთ დასახლებათა  $n$  სიჭარბისთვის ჩაწერილ კინეტიკურ განტოლებაზე:

$$\frac{dn}{dt} = -2Wn. \quad (9'')$$

ამ განტოლების ამონახსნია:

$$n = n(0)e^{-2Wt}. \quad (13)$$

$\omega$  სიხშირის ველის ენერჯიის შთანთქმის სიჩქარე პროპორციულია  $n$  სიდიდისა:

$$\frac{dE}{dt} = N_+Wh\omega - N_-Wh\omega = \hbar\omega Wn. \quad (14)$$

თუ  $n > 0$ ,  $\frac{dE}{dt} > 0$ , ენერჯია შთაინთქმება.

თუ  $n < 0$ ,  $\frac{dE}{dt} < 0$ , სისტემა გასცემს ენერჯიას. ეს შესაძლებლობა დაედო

საფუძვლად ზემალაღი სიხშირის დიაპაზონის კვანტური გენერატორების (მაზერების) შექმნას.

$n \rightarrow 0$ , თუ  $t \rightarrow \infty$ , (13) ფორმულის თანახმად და შესაბამისად  $\frac{dE}{dt} \rightarrow 0$ , (14)

ფორმულის თანახმად. უნდა შეწყდეს რეზონანსული შთანთქმა. ეს კი ცდას ეწინააღმდეგება. გარდა ამისა, (9') განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ  $\frac{dN_+}{dt} = 0$ ,

როდესაც არაა ცვლადი მაგნიტური ველი ( $W = 0$ ). ეს კი ეწინააღმდეგება მუდმივ მაგნიტურ ველში მოთავსებულ დაუმაგნიტებელი ნიმუშის დამაგნიტების ფაქტს. დამაგნიტების პროცესისთვის აუცილებელია, რომ ზედა დონიდან ქვედაზე გადასვლის

$W_{\downarrow}$  ალბათობა მეტი იყოს შებრუნებული გადასვლის  $W_{\uparrow}$  ალბათობაზე. ასეთი პროცესის დროს სპინური სისტემა კარგავს ენერჯიას. პროცესი გრძელდება მანამ, სანამ არ დამყარდება დინამიკური წონასწორობა, დასახლებათა წონასწორული შეფარდება განისაზღვრება ბოლცმანის ფაქტორით:

$$\frac{N_+^0}{N_-^0} = e^{\frac{\hbar\omega}{kT}},$$

სადაც  $T$  გარემოს – სითბური რეზერვუარის ტემპერატურაა. თერმოდინამიკური წონასწორობის პირობებში  $N_-^0 W_{\downarrow} = N_+^0 W_{\uparrow}$ , ამიტომ

$$\frac{W_{\downarrow}}{W_{\uparrow}} = \frac{N_+^0}{N_-^0} = e^{\hbar\omega/kT}. \quad (15)$$

თუ გამორთულია რადიოსიხშირული ველი, კინეტიკური განტოლება შემდეგი სახისაა:

$$\frac{dN_+}{dt} = N_- W_{\downarrow} - N_+ W_{\uparrow} \quad (16)$$

ანუ

$$\frac{dn}{dt} = N(W_{\downarrow} - W_{\uparrow}) - n(W_{\downarrow} + W_{\uparrow}). \quad (16')$$

თუ შემოვიღებთ

$$n_0 = N \left( \frac{W_{\downarrow} - W_{\uparrow}}{W_{\downarrow} + W_{\uparrow}} \right) \text{ და } \frac{1}{T_1} = W_{\uparrow} + W_{\downarrow} \quad (17)$$

აღნიშვნებს, (16') განტოლება შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_0 - n}{T_1}. \quad (18)$$

ამ განტოლების ამონახსნია:

$$n = n_0 + Ae^{-t/T_1}. \quad (19)$$

$n_0$  არის დასახლებათა წონასწორული სხვაობა, რომლის დამყარების სიჩქარე ხასიათდება  $T_1$  დროის შუალედით, ე.წ. სპინ-მესერული რელაქსაციის დროით. მესრის ქვეშ იგულისხმება სპინური სისტემის გარემომცველ, რთულ სითბურ მოძრაობაში მონაწილე მიკრონაწილაკთა ერთობლიობა. თავდაპირველად დაუმაგნიტებელი

ნიმუშის დამაგნიტების პროცესი, სპინ-მესერული ურთიერთქმედებით განპირობებული, მიმდინარეობს ექსპონენციალური კანონით ( $T_1$  დამაგნიტების დროა):

$$n = n_0(1 - e^{-t/T_1}) \quad (20)$$

სითბური პროცესებისა და გარეშე ცვლადი მაგნიტური ველის გათვალისწინებით დასახლებათა სიჭარბის ცვლილების სიჩქარეს შემდეგი სახე აქვს:

$$\frac{dn}{dt} = -2Wn + \frac{n_0 - n}{T_1} \quad (21)$$

სტაციონარულ მდგომარეობაში ( $\frac{dn}{dt} = 0$ ) (21) განტოლების თანახმად,

$$n = \frac{n_0}{1 + 2WT_1} \quad (22)$$

ენერგიის შთანთქმის სიმძლავრე გამოისახება ფორმულით:

$$\frac{dE}{dt} = n\hbar\omega W = n_0\hbar\omega \frac{W}{1 + 2WT_1} \quad (23)$$

სანამ  $2WT_1 \ll 1$ ,  $n \approx n_0$  და  $\frac{dE}{dt} \approx n_0\hbar\omega W$ . ეს იმას ნიშნავს, რომ შთანთქმის სიმძლავრე იზრდება  $W$  ალბათობის, ცვლადი მაგნიტური ველის ამპლიტუდის კვადრატის პროპორციულად. ალბათობის  $W \sim \frac{1}{2}T_1$  მნიშვნელობის მიღწევის შემდეგ ცვლადი მაგნიტური ველის ამპლიტუდის შემდგომი ზრდისას შთანთქმის სიმძლავრე აღარ იზრდება, მუდმივი რჩება:

$$\frac{dE}{dt} \approx n_0\hbar\omega \frac{1}{T_1} \quad (24)$$

ამ მოვლენას გაჯერება ეწოდება. გაჯერების ეფექტის საშუალებით შესაძლებელია რელაქსაციის  $T_1$  დროის გაზომვა.

4. დამაგნიტების  $M_z$  პროექცია წონასწორულ  $M_0$  მნიშვნელობას აღწევს (16) განტოლების ანალოგიური განტოლებით:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (25)$$

ჩვენს შემთხვევაში  $M_z = \frac{1}{2}n\hbar$ .

(25) განტოლებისა და მაგნიტურ ველში ძალთა მომენტის მოქმედების გათვალისწინებით,  $M_z$  პროექციის ცვლილების სრული სიჩქარისთვის მივიღებთ შემდეგ განტოლებას:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1} + \gamma[\vec{M}\vec{H}]_z. \quad (26)$$

ახლა გავითვალისწინოთ ის ფაქტი, რომ სითბური წონასწორობის მდგომარეობაში  $\vec{H}_0$  მუდმივ მაგნიტურ ველში დამაგნიტებამ უნდა მიიღოს  $\vec{H}_0$  ვექტორის პარალელური ორიენტაცია, რასაც შეესაბამება  $M_x$  და  $M_y$  კომპონენტების გაქრობა. ამის შესაბამისად, შეგვიძლია დავწეროთ შემდეგი განტოლებები:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma[\vec{M}\vec{H}]_x - \frac{M_x}{T_2}, \quad (27')$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma[\vec{M}\vec{H}]_y - \frac{M_y}{T_2}. \quad (27'')$$

განივი რელაქსაციის  $T_2$  დრო განსხვავებულია გასწვრივი რელაქსაციის  $T_1$  დროსაგან. ეს იმით აიხსნება, რომ  $M_x$  და  $M_y$  კომპონენტების ცვლილებას თან არ ახლავს  $Z$  ღერძის გასწვრივ მიმართულ მაგნიტურ ველში ენერჯის ცვლილება.

(26), (27') და (27'') განტოლებები პირველად ჩაწერა ბლოხმა და მათ ბლოხის განტოლებებს უწოდებენ. გამოყენების არის შეზღუდულობის მიუხედავად ამ განტოლებებმა არსებითი როლი ითამაშა მაგნიტური რეზონანსის გამოკვლევაში, რადგან მათში მარტივი ფორმითაა გათვალისწინებული რელაქსაციური ეფექტები.

ლაბორატორიული  $XYZ$  სისტემის  $Z$  ღერძის გარშემო  $\omega_z = -\omega$  სიხშირით მბრუნავ  $xyz$  სისტემის  $x$  ღერძის გასწვრივ მიმართულ,  $\omega$  სიხშირის  $H_1$  ამპლიტუდის სუსტი ველისათვის, როდესაც არაა გაჯერება, ბლოხის განტოლებების ამონახსნებს სტაციონარულ მდგომარეობაში,  $M_0 = \chi_0 H_0$  და  $\omega_0 = \gamma H_0$  ტოლობების გათვალისწინებით, შემდეგი სახე აქვს:

$$M_x = \chi_0 \omega_0 T_2 \frac{(\omega_0 - \omega) T_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} H_1, \quad (28')$$

$$M_y = \chi_0 \omega_0 T_2 \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} H_1. \quad (28'')$$

ეს ამონახსნები, ჩაწერილი მბრუნავ კოორდინატთა სისტემაში, დროზე არაა დამოკიდებული. მაშასადამე,  $\vec{M}$  დამაგნიტება ბრუნავს  $\omega_z = -\omega$  სიხშირით ლაბორატორიულ სისტემაში და შესაბამისი ე.მ.ძ. სიდიდის გასაზომად საკმარისია ამ სისტემის  $X$  ღერძის გასწვრივი  $M_x$  კომპონენტის ცოდნა, თუ სოლენოიდის ღერძს მივმართავთ  $X$  ღერძის გასწვრივ.



$$M_x = M_x \cos \omega t + M_y \sin \omega t, \quad (29)$$

$$H_x(t) = H_{x0} \cos \omega t, \text{ სადაც } H_{x0} = 2H_1. \quad (30)$$

(28') და (28'') ფორმულების თანახმად, (29) გამოსახულება შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$M_x(t) = (\chi' \cos \omega t + \chi'' \sin \omega t) H_{x0}, \quad (31)$$

სადაც

$$\chi' = \frac{\chi_0}{2} \omega_0 T_2 \frac{(\omega_0 - \omega) T_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2}, \quad (31')$$

$$\chi'' = \frac{\chi_0}{2} \omega_0 T_2 \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2}. \quad (31'')$$

განვსაზღვროთ კომპლექსური მაგნიტური ამთვისებლობა თანაფარდობით:

$$\chi = \chi' - i\chi''. \quad (32)$$

ცვლადი მაგნიტური ველი ჩავწეროთ კომპლექსური სახით:

$$H_x^c(t) = H_{x0} e^{i\omega t}, \quad (33)$$

სადაც  $H_{x0} = 2H_1$ .

(31) თანაფარდობების თანახმად, მივიღებთ:

$$M_x^c(t) = \chi H_x^c(t) \text{ ანუ } M_x(t) = \text{Re}(\chi H_{x0} e^{i\omega t}). \quad (34)$$

მიუხედავად იმისა, რომ (34) თანაფარდობები მიიღება ბლოხის განტოლებების საშუალებით, ისინი სამართლიანია ზოგად შემთხვევაშიც: ნებისმიერი რეზონანსი შეგვიძლია აღვწეროთ კომპლექსური ამთვისებლობით, რაც ასახავს დამაგნიტების წრფივ დამოკიდებულებას მაგნიტურ ველზე.

ადვილად მტკიცდება, რომ რადიოსიხშირულ ველთან ურთიერთქმედების შედეგად ნიმიუმის ერთეულოვანი მოცულობის მიერ შთანთქმული საშუალო სიმძლავრე პროპორციულია კომპლექსური ამთვისებლობის  $\chi''$  წარმოსახვითი ნაწილისა და ცვლადი მაგნიტური ველის ამპლიტუდის კვადრატისა:

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \omega H_{x0}^2 \chi''. \quad (35)$$

$\chi''$  ფუნქცია გამოსახავს შთანთქმის სიგნალს, ხოლო  $\chi'$  ფუნქცია – დისპერსიის სიგნალს. (31') და (31'') სახის ფუნქციები ხშირად გვხვდება. მათ ლორენცის მრუდებს უწოდებენ.

სპინური მაგნიტური რეზონანსის სიგნალებს (შთანთქმის ან დისპერსიის) მისაღებად აუცილებელია რეზონანსში გავლა:  $\vec{H}_0$  დამაბულობის ცვლილება ველის უცვლელი  $\omega$  სიხშირის პირობებში ან, პირიქით,  $\omega$  სიხშირის ცვლილება  $\vec{H}_0$  დამაბულობის მუდმივი მნიშვნელობის პირობებში.

5. ზოგად შემთხვევაში, უპირველეს ყოვლისა, კრისტალებში რეზონანსული მრუდი შესაძლებელია ძლიერ განსხვავდებოდეს ლორენცის მრუდისაგან.

რეზონანსული მრუდის სიგანეს მრავალი ფაქტორი განსაზღვრავს. არსებითი მიზეზი ყველა შემთხვევაში არის დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედება სპინური სისტემის ნაწილაკთა მაგნიტურ მომენტებს შორის.

ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის მრუდის გაგანიერების ძირითადი ფაქტორი მყარ სხეულებში დიპოლ-დიპოლური ურთიერთქმედებაა, სითხეებში კი მრუდი ვიწროვდება სწრაფი მოლეკულური მოძრაობის შედეგად.

ელექტრონული პარამაგნიტური რეზონანსისათვის მოსალოდნელი განიერი მრუდების ნაცვლად პარამაგნიტური იონების მაღალი კონცენტრაციის პირობებში მიიღება ვიწრო მრუდები. ეს აიხსნება ელექტრონული ღრუბლების ნაწილობრივი გადაფარვის გამო მეზობელი პარამაგნიტური ცენტრების დაუწყვილებელი ელექტრონების გაცვლითი ურთიერთქმედებით. დიპოლურთან შედარებით უფრო ძლიერი გაცვლითი ურთიერთქმედების შემთხვევაში შესაძლებელია მრუდის ცენტრალური ნაწილის ლორენცის მრუდით აპროქსიმაცია, ხოლო ცენტრიდან დაშორებული ნაწილისა – გაუსის მრუდით.

თუ რადიოსიხშირული ველის სიმძლავრე შინაგანი ურთიერთქმედების შედეგად გადაეცემა ყველა სპინს, მაშინ რეზონანსული მრუდი ერთგვაროვნადაა გაგანიერებული. ასეთი მრუდის გაჯერება ხდება მთელ სიგანეზე.

მრუდს ეწოდება არაერთგვაროვნად გაგანიერებული, თუ რადიოსიხშირული სიმძლავრე მოქმედებს მხოლოდ იმ სპინების ჯგუფზე (სპინურ პაკეტზე), რომელთაც ამ შემთხვევაში შეგვიძლია მივაწეროთ საკუთარი რეზონანსული მრუდი, პარამაგნიტურ რეზონანსულ მრუდზე უფრო ვიწრო. გაჯერებისას არაერთგვაროვნად გაგანიერებული მრუდის ინტენსივობა ეცემა მხოლოდ გამაჯერებელი ველის სიხშირის არეში. არაერთგვაროვანი გაგანიერების მიზეზები მრავალფეროვანია (მაგალითად,  $g$ -ფაქტორის ანიზოტროპია, გარეშე მუდმივი მაგნიტური ველის არაერთგვაროვნება).

## 6. დასკვნა

თანამედროვე რადიოსპექტროსკოპული ხელსაწყოები ხასიათდება მაღალი მგრძობიარობით და გარჩევისუნარიანობით, რაც საშუალებას იძლევა მაგნიტური რეზონანსის მეთოდებით ატომურ დონეზე მივიღოთ პროცესების შესახებ ინფორმაცია.

მაგნიტური რეზონანსის მოვლენებს თან ახლავს კვანტური სისტემების მიერ ენერჯის შთანთქმა და გამოსხივება რადიოსიხშირული დიაპაზონის ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებასთან ურთიერთქმედებისას. ენერჯის შთანთქმა და გამოსხივება განპირობებულია ბირთვული ან ელექტრონული მაგნიტური მომენტების მუდმივ და ცვლად მაგნიტურ ველებთან ურთიერთქმედებით. ზეემანის ენერგეტიკული სპექტრი ეკვიდისტანტურია. მაგნიტური რეზონანსული სიხშირე

გირომაგნიტური ფარდობის და მაგნიტური დამაბულობის ნამრავლის ტოლია. ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის სიხშირე მაღალი სიხშირის დიაპაზონშია, პარამაგნიტური რეზონანსისა კი – ზემაღალი სიხშირის დიაპაზონში. ენერგიის შთანთქმის სიმძლავრე იზრდება მაგნიტური ველის ამპლიტუდის კვადრატის პროპორციულად და აღწევს გაჯერებას. გაჯერების ეფექტის საშუალებით შესაძლებელია სპინ-მესერული რელაქსაციის დროის გაზომვა.

რელაქსაციური ეფექტები მარტივი ფორმითაა გათვალისწინებული დამაგნიტების პროექციისთვის ჩაწერილ ბლოხის განტოლებებში, რომელთა სტაციონარული ამონახსნები აღწერს ლორენცის ფორმის შთანთქმისა და დისპერსიის მრუდებს. ზოგად შემთხვევაში, უპირველეს ყოვლისა, კრისტალებში რეზონანსული მრუდი ძლიერ განსხვავდება ლორენცის მრუდისაგან. რეზონანსული მრუდი შეიძლება ხასიათდებოდეს ერთგვაროვანი ან არაერთგვაროვანი გაგანიერებით.

---

#### გამოყენებული ლიტერატურა

1. П.М.Бородин "Физические основы квантовой радиофизики".Л.1985.
2. Ч. Сликтер, "Основы теории магнитного резонанса", изд. "Мир", Москва, 1967г.

---

მიღებულია: 26.11.2003