

SİNGLET-TRİPLET ANTİFERROMAQNİTLƏRDƏ İŞİĞİN SƏTH KOLLEKTİV OYANMALARI İLƏ UDULMASININ XƏTTİ NƏZƏRİYYƏSİ

A. M. SÜLEYMANOV

AMEA Fizika İnstitutu, Bakı, Az-1143, H.Cavid pr.,33

İşdə singlet-triplet antiferromaqnitlərdə işığın səth kollektiv modlarının oyanması ilə udulması öyrənilmişdir. Bu məqsədlə çoxzamanlı Qrin funksiyası metodundan və psevdo – spin formalizmindən istifadə edilmişdir. Əvvəlcə baxılan sistemin enerji spektri hesablanmışdır. Singlet-triplet ferromaqnitlərdən fərqli olaraq, singlet-triplet antiferromaqnitlərdə səth kollektiv oyanmalarının enerji spektri (W_{kr}) dörd budaqdan ibarətdir. Belə ki, iki budaq ($r=1,2$) maqnon budaqları, iki budaq ($r=3,4$) isə «maqnit eksitonu» budaqlarıdır. Sistemin dipol momenti üçün alınmış ifadədən singlet-triplet antiferromaqnitlərin səthində işığın səth kollektiv oyanmaları ilə udulmasını mümkün edən dörd prosesin baş verməsi aşkar olur. Bu proseslər aşağıdakılardır:

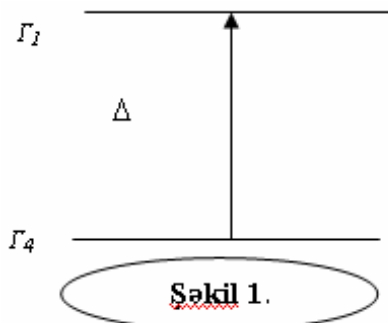
- (1) bir maqnonun $r=1$ budağından və bir maqnonun $r=2$ budağından oyanması ilə müşayiət olunan işığın udulması
- (2) bir «eksitonun» $r=3$ budağından və bir «eksitonun» $r=4$ budağından oyanması ilə müşayiət olunan işığın udulması
- (3) bir maqnonun $r=2$ budağından və bir «eksitonun» $r=3$ budağından oyanması ilə müşayiət olunan işığın udulması
- (4) bir maqnonun $r=1$ budağından və bir «eksitonun» $r=4$ budağından oyanması ilə müşayiət olunan işığın udulması.

Beləliklə, singlet-triplet antiferromaqnitlərin səth kollektiv modlarının spektrinin dörd budağa malik olması singlet-triplet ferromaqnitlərlə müqayisədə singlet-triplet antiferromaqnitlərin səthində işığın udulma imkanlarının daha çox olmasına səbəb olur. İşin sonunda, işığın hər bir mümkün udulma prosesinə uyğun dielektrik qavrayıcılığı üçün ifadələr alınmışdır. Bu ifadələri analiz etməklə singlet-triplet antiferromaqnitlərdə daxili kristallik sahələr haqqında ətraflı məlumat almaq olar.

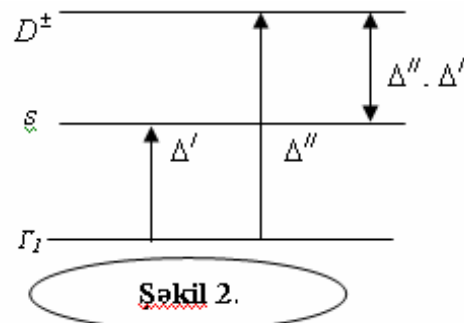
Əvvəlki işlərdə [1–4] biz singlet-triplet ferromaqnitlərinin səthində işığın udulması və səpilməsi məsələlərinə baxmışdıq. Təqdim olunan işdə işığın yarımsonsuz singlet – triplet antiferromaqnitlərin səthində udulması məsələsinə baxılmışdır.

Konkret olaraq nadir torpaq elementi ionlarının Mendeleyev cədvəlinin V qrup anionları ilə əmələ gətirdiyi TbN, TbSb, ... tipli birləşmələrə baxılacaq və sadəlik üçün kristal sadə kubik quruluşa malik hesab ediləcəkdir. İon səthdə yer-

ləşən hal üçün kristall sahənin potensialı ion həcmdə yerləşən haldakı potensialdan fərqlənəcəkdir. Odur ki, səthdə və həcmdə yerləşən ion üçün enerji səviyyələri sxemi müxtəlif olacaqdır. Belə ki, həcmdə yerləşən nadir torpaq elementi ionunun əsas halı Γ_1 singletdən və birinci həyacanlanmış halı Γ_4 tripletdən ibarətdir (şəkil 1), ion səthdə yerləşən halda Γ_4 triplet $D^{\pm}$ dubletə və S singletə parçalanacaqdır (şəkil 2).



Həcmdə yerləşən nadir torpaq elementi ionunun enerji sxemi



Səthdə yerləşən nadir torpaq elementi ionunun enerji sxemi

Yuxarıda təsvir olunan enerji səviyyələrini və eyni zamanda ionlar arasında mübadilə qarşılıqlı təsirini və anizotropiyamı

nəzərə alan sistemin Hamiltonianı psevdospin formalizmində belə yazılır [5]:

$$H_0 = \sum_i \left[\frac{\Delta_i}{2} (S_i^+ T_i^- + S_i^- T_i^+) + \Delta_i' S_i^z T_i^z - \sum_{i,j} J(i-j) \cdot [(\alpha_i'' S_i^+ + \beta_i'' T_i^+) \cdot (\alpha_j'' S_j^- + \beta_j'' T_j^-) + (\alpha_i' S_i^z + \beta_i' T_i^z) \cdot (\alpha_j' S_j^z + \beta_j' T_j^z)] - D \left[\sum_i (\alpha_i' S_i^z + \beta_i' T_i^z)^2 + \sum_j (\alpha_j' S_j^z + \beta_j' T_j^z)^2 \right] \right] \quad (1)$$

Harada ki, S_i və T_i - spin $1/2$ -ə uyğun gələn və i -ci iona məxsus olan spin operatorlarıdır. İon səth təbəqəsində yerləşən hal üçün $\Delta_i = \Delta$, $\Delta_i' = 2\Delta'' - \Delta'$; burada Δ' və Δ'' uyğun olaraq həyacanlanmış singlet S və dublet $D^{\pm}$ ilə əsas singlet Γ_1

arasındakı enerji məsafəsidir. α_i'' , β_i'' , α_i' və β_i' əmsalları aşağıdakı münasibətlərdən tapılır:

$$\langle D^+ | J^+ | S \rangle = - \langle S | J^+ | D^- \rangle = \frac{\alpha'' + \beta''}{\sqrt{2}};$$

$$\langle D^+ | J^z | D^+ \rangle = - \langle D^- | J^z | D^- \rangle = \frac{\alpha' + \beta'}{2};$$

$$\langle \Gamma_1 | J^+ | D^- \rangle = - \langle D^+ | J^+ | \Gamma_1 \rangle = \frac{\alpha'' - \beta''}{\sqrt{2}};$$

$$\langle \Gamma_1 | J^z | S \rangle = - \langle S | J^z | \Gamma_1 \rangle = \frac{\alpha' - \beta'}{2};$$

İon ikinci təbəqədə və ya həcmdə yerləşən hal üçün $\Delta_i = \Delta'_i = \Delta$; burada $\Delta - \Gamma_1$ singlet və Γ_4 triplet arasındakı enerji məsafəsidir. $\alpha''_i = \alpha'_i = \alpha$, $\beta''_i = \beta_i = \beta$, harada ki, α və β aşağıdakı münasibətlərdən tapılır:

$$\vec{p} = \sum_{i,j} \vec{\pi}_{i,j} \cdot \left[(\alpha_i^{\square} S_i^+ + \beta_i^{\square} T_i^+) \cdot (\alpha_j^{\square} S_j^- + \beta_j^{\square} T_j^-) + (\alpha'_i S_i^z + \beta'_i T_i^z) \cdot (\alpha'_j S_j^z + \beta'_j T_j^z) \right]$$

sistemin elektrik dipol momentidir, $\vec{\pi}_{i,j}$ isə yarımsonsuz singlet-triplet antiferromaqnitin elektrik polyarlaşma vektorudur. H_0 - sistemin enerji operatoru olub, (1) şəklindədir.

Holşteyn – Primakov çevrilmələrindən istifadə edərək (1) Hamiltonianını ikinci kvatlanma operatorları vasitəsilə

ifadə edib (cüt və tək düyünlərə uyğun $\vec{S}$ və $\vec{T}$ operatorla-

$$\langle \Gamma_4^+ | J^z | \Gamma_4^+ \rangle = - \langle \Gamma_4^- | J^z | \Gamma_4^- \rangle = \frac{\alpha + \beta}{2};$$

$$\langle \Gamma_1 | J^z | \Gamma_4^0 \rangle = \langle \Gamma_4^0 | J^z | \Gamma_1 \rangle = \frac{\alpha - \beta}{2};$$

D - anizotropiya sabitidir.

İndi də hesab edək ki, bu yarımsonsuz singlet – triplet anti-

ferromaqnetik bircins $\vec{E}$ elektrik sahəsində yerləşir. Onda onun Hamiltonanı belə olar:

$$H = H_0 - \vec{E} \cdot \vec{p}$$

burada

rının antiferromaqnitliyini nəzərə almaqla), sonra isə impuls təsvirinə keçərək, (1) Hamiltonianını diaqonallaşdıran uyğun çevrilmələr seçmək lazımdır. Baxdığımız yarımsonsuz kristalda kristalın səthinə perpendikulyar istiqamətdə invariantlıq pozulub, səthə paralel istiqamətdə pozulmadığından, bu çevrilmələri aşağıdakı kimi seçmək məqsəduyğundur:

$$\begin{aligned} S_i^+ &= \left(\frac{2S}{N} \right)^{1/2} \cdot \sum_{K_{//}} [Y_{K_{//}}(i_{\perp}) C_{K_{//}} + Z_{K_{//}}(i_{\perp}) \cdot d_{K_{//}}] \cdot e^{iK_{//}i_{//}}, S_i^- = \left(\frac{2S}{N} \right)^{1/2} \cdot \sum_{K_{//}} [Y_{K_{//}}^*(i_{\perp}) C_{K_{//}}^+ + Z_{K_{//}}^*(i_{\perp}) \cdot d_{K_{//}}^+] \cdot e^{-iK_{//}i_{//}} \\ S_i^z &= S - \frac{1}{N} \cdot \sum_{K_{//}, K_{//}'} [Y_{K_{//}}^*(i_{\perp}) C_{K_{//}} + Z_{K_{//}}^*(i_{\perp}) d_{K_{//}}^+] \cdot [Y_{K_{//}'}(i_{\perp}) C_{K_{//}'} + Z_{K_{//}'}(i_{\perp}) d_{K_{//}'}] \cdot e^{i(K_{//}' - K_{//})i_{//}} \\ T_i^+ &= \left(\frac{2T}{N} \right)^{1/2} \cdot \sum_{K_{//}} [Y_{K_{//}}(i_{\perp}) d_{K_{//}} - Z_{K_{//}}(i_{\perp}) C_{K_{//}}] \cdot e^{iK_{//}i_{//}}, T_i^- = \left(\frac{2T}{N} \right)^{1/2} \cdot \sum_{K_{//}} [Y_{K_{//}}^*(i_{\perp}) d_{K_{//}}^+ - Z_{K_{//}}^*(i_{\perp}) C_{K_{//}}^+] \cdot e^{-iK_{//}i_{//}} \\ T_i^z &= T - \frac{1}{N} \cdot \sum_{K_{//}, K_{//}'} [Y_{K_{//}}^*(i_{\perp}) d_{K_{//}}^+ - Z_{K_{//}}^*(i_{\perp}) C_{K_{//}}^+] \cdot [Y_{K_{//}'}(i_{\perp}) d_{K_{//}'} - Z_{K_{//}'}(i_{\perp}) C_{K_{//}'}] \cdot e^{i(K_{//}' - K_{//})i_{//}} \\ S_j^+ &= \left(\frac{2S}{N} \right)^{1/2} \cdot \sum_{K_{//}} [Q_{K_{//}}(i_{\perp}) q_{K_{//}} + F(i_{\perp}) f_{K_{//}}] \cdot e^{iK_{//}i_{//}}, S_j^- = \left(\frac{2S}{N} \right)^{1/2} \cdot \sum_{K_{//}} [Q_{K_{//}}^*(i_{\perp}) q_{K_{//}}^+ + F^*(i_{\perp}) \cdot f_{K_{//}}^+] \cdot e^{-iK_{//}i_{//}} \\ S_j^z &= S - \frac{1}{N} \cdot \sum_{K_{//}, K_{//}'} [Q_{K_{//}}^*(i_{\perp}) q_{K_{//}}^+ + F^*(i_{\perp}) f_{K_{//}}^+] \cdot [Q_{K_{//}'}(i_{\perp}) q_{K_{//}'} + F(i_{\perp}) f_{K_{//}'}] \cdot e^{i(K_{//}' - K_{//})i_{//}} \\ T_j^+ &= \left(\frac{2T}{N} \right)^{1/2} \cdot \sum_{K_{//}} [Q_{K_{//}}(i_{\perp}) f_{K_{//}} - F_{K_{//}}(i_{\perp}) q_{K_{//}}] \cdot e^{iK_{//}i_{//}}, T_j^- = \left(\frac{2T}{N} \right)^{1/2} \cdot \sum_{K_{//}} [Q_{K_{//}}^*(i_{\perp}) f_{K_{//}}^+ - F_{K_{//}}^*(i_{\perp}) q_{K_{//}}^+] \cdot e^{-iK_{//}i_{//}} \\ T_j^z &= T - \frac{1}{N} \cdot \sum_{K_{//}, K_{//}'} [Q_{K_{//}}^*(i_{\perp}) f_{K_{//}}^+ - F_{K_{//}}^*(i_{\perp}) q_{K_{//}}^+] \cdot [Q_{K_{//}'}(i_{\perp}) f_{K_{//}'} - F_{K_{//}'}(i_{\perp}) q_{K_{//}'}] \cdot e^{i(K_{//}' - K_{//})i_{//}} \end{aligned} \quad (2)$$

harada ki, $K_{//}$ - kristalın səthinə paralel yönəlmiş iki ölçülü dalğa vektorudur, $C_{K_{//}}, C_{K_{//}}^+; d_{K_{//}}, d_{K_{//}}^+; q_{K_{//}}, q_{K_{//}}^+$ və $f_{K_{//}}, f_{K_{//}}^+$ - dörd tip spin operatorlarına (S_i, S_j, T_i və T_j operatorlarına) uyğun dalğa vektoru

$K_{//}$ olan səth modlarının yaranma və yoxolma operatorlarıdır, $i_{\perp}$ və $i_{//}$ isə i -ci ionun radius – vektorunun uyğun olaraq kristalın səthinə perpendikulyar və paralel olan toplananlarıdır, N - kristalın bir təbəqəsində olan ionların sayıdır.

Diaqonallaşdırmadan sonra H_0 və $\vec{p}$ operatorları üçün ala-

riq:

$$H_0 = \sum \left[w_1(K_{//}) C_k^+ C_k + w_2(K_{//}) d_{K_{//}}^+ d_{K_{//}} + w_3(K_{//}) q_K^+ q_K + w_4(K_{//}) f_K^+ f_K \right]$$

$$\vec{p} = \sum_{K_{//}} \left[\vec{\Pi}_{K_{//1}} \cdot P_{K_{//1}} + \vec{\Pi}_{K_{//2}} \cdot P_{K_{//2}} + \vec{\Pi}_{K_{//3}} \cdot P_{K_{//3}} + \vec{\Pi}_{K_{//4}} \cdot P_{K_{//4}} \right] \quad (3)$$

burada $w_n(K_{//})$ ($n=1,2,3,4$) - sinqlet – triplet antiferromaqnitin səth kollektiv modlarının (oyanmalarının) enerjilə-

ridir. $\vec{\Pi}_{K_{//n}}$ ($n=1,2,3,4$) əmsalları və $P_{K_{//n}}$ ($n=1,2,3,4$) operatorları aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\vec{\Pi}_{K_{//1}} = \vec{\Pi}_{K_{//2}} = \left[(\alpha^2 S + \beta^2 T)(Y_{K_{//}} Z_{K_{//}} + Q_{K_{//}} F_{K_{//}}) + \alpha' \beta' \sqrt{ST} \cdot (Y_{K_{//}}^2 + Z_{K_{//}}^2 + Q_{K_{//}}^2 + F_{K_{//}}^2) \right] \cdot \vec{\pi}(K_{//})$$

$$\vec{\Pi}_{K_{//3}} = \left[2\alpha' \beta' \sqrt{ST} (Y_{K_{//}} Z_{K_{//}} + Q_{K_{//}} F_{K_{//}}) + \alpha^2 S (Z_{K_{//}}^2 + Q_{K_{//}}^2) + \beta^2 T (Y_{K_{//}}^2 + F_{K_{//}}^2) \right] \cdot \vec{\pi}(K_{//})$$

$$\vec{\Pi}_{K_{//4}} = \left[2\alpha' \beta' \sqrt{ST} (Y_{K_{//}} Z_{K_{//}} + Q_{K_{//}} F_{K_{//}}) + \alpha^2 S (Y_{K_{//}}^2 + F_{K_{//}}^2) + \beta^2 T (Z_{K_{//}}^2 + Q_{K_{//}}^2) \right] \cdot \vec{\pi}(K_{//})$$

$$P_{K_{//1}} = C_{K_{//}} d_{-K_{//}} + C_{K_{//}}^+ d_{-K_{//}}^+, \quad P_{K_{//2}} = q_{K_{//}} f_{-K_{//}} + q_{K_{//}}^+ f_{-K_{//}}^+$$

$$P_{K_{//3}} = q_{K_{//}} d_{-K_{//}} + q_{K_{//}}^+ d_{-K_{//}}^+, \quad P_{K_{//4}} = C_{K_{//}} f_{-K_{//}} + C_{K_{//}}^+ f_{-K_{//}}^+$$

burada $Y_{K_{//}}, Z_{K_{//}}, Q_{K_{//}}, F_{K_{//}} - H_0$ Hamiltonianını diaqonallaşdıran (2) unitar çevrilmələrinin əmsallarıdır, $\vec{\pi}(K_{//}) = \sum_{i//, j//} \vec{\pi}_j \cdot e^{-ik_{//}(i_{//} - j_{//})}$ olub, $\vec{\pi}_{ij}$ vektorunun 2

ölçülü Furiye – obrazıdır.

Beləliklə, sinqlet – triplet antiferromaqnitin səth kollektiv oyanmalarının $w_n(K_{//})$ spektri 4 budaqdan – iki maqnon ($n=1,2$) və iki «maqnit eksitonu» ($n=3,4$) budaqlarından ibarətdir [6]. Digər tərəfdən də (3) elektrik dipol momenti işığın sinqlet – triplet antiferromaqnitlərin səthində kollektiv modlarla udulmasına gətirən 4 mümkün prosesi ifadə edir:

- (1) bir maqnonun $n=1$ budağından və bir maqnonun $n=2$ budağından buraxılması ilə müşayiət olunan işığın udulması
- (2) bir «eksitonun» $n=3$ budağından və bir «eksitonun» $n=4$ budağından buraxılması ilə müşayiət olunan işığın udulması
- (3) bir maqnonun $n=2$ budağından və bir «eksitonun» $n=3$ budağından buraxılması ilə müşayiət olunan işığın udulması
- (4) bir maqnonun $n=1$ budağından və bir «eksitonun» $n=4$ budağından buraxılması ilə müşayiət olunan işığın udulması.

Beləliklə, sinqlet-triplet antiferromaqnitin səth kollektiv modlarının enerji spektrinin dörd budağa malik olması sinqlet – triplet ferromaqnitlərlə müqayisədə sinqlet-triplet antiferromaqnitlərin səthində işığın udulma imkanlarının daha çox olmasına səbəb olur.

İndi də işığın hər bir mümkün udulma prosesinə uyğun dielektrik qavrayıcılığını hesablayaq. Qrin funksiyası texnikası

sında $\vec{p}$ dipol momentinin yaratdığı dielektrik qavrayıcılığın ifadəsi ($\vec{E}$ - yə görə birinci yaxınlaşmada) belədir [7]:

$$\vec{\epsilon}(w) = -i \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dt' e^{iw(t-t')} \langle \vec{p}(t) | \vec{p}(t') \rangle \quad (4)$$

Sonrakı hesablamaları sadələşdirmək üçün aşağıdakı kimi işarələmələr daxil edək:

$$\vec{P}_{(1)} = \sum_{K_{//}} \vec{\Pi}_{K_{//1}} P_{K_{//1}} \quad (5)$$

$$\vec{P}_{(2)} = \sum_{K_{//}} \vec{\Pi}_{K_{//2}} P_{K_{//2}} \quad (6)$$

$$\vec{P}_{(3)} = \sum_{K_{//}} \vec{\Pi}_{K_{//3}} P_{K_{//3}} \quad (7)$$

$$\vec{P}_{(4)} = \sum_{K_{//}} \vec{\Pi}_{K_{//4}} P_{K_{//4}} \quad (8)$$

(5) ifadəsini (4)-də nəzərə almaqla, işığın sinqlet-triplet antiferromaqnitlərin səthində udulmasının (1) prosesinə uyğun

↔ $\epsilon_{(1)}(w)$ dielektrik qavrayıcılığı üçün belə bir ifadə alırıq:

$$\epsilon_{(1)}(w) = 2\pi i \sum_{K_{//}} \vec{\Pi}_{K_{//1}} \cdot G(P_{K_{//1}}; w) \quad (9)$$

harada ki, $G(P_{K_{//1}}; w)$

$G(P_{K_{//1}}(\tau_1);$

$P_{K_{//1}}(\tau_2)) = -i\theta(\tau_1 - \tau_2) < [P_{K_{//1}}(\tau_1), P_{K_{//1}}(\tau_2)] >$ - ikizamanlı Qrin funksiyasının ikiölçülü Furiye – obrazıdır.

$G(P_{K_{//1}}; w)$ Qrin funksiyası üçün hərəkət tənliyi yazıb, sonra da bu tənliyi təsadüfi fazalar yaxınlaşmasında [7] həll etsək, $G(P_{K_{//1}}; w)$ üçün alırıq:

$$G(P_{K_{//1}}; w) = \frac{(2\pi)^{-1} \cdot \Pi(K_{//}) < C_{K_{//}}^+ \vec{C}_{K_{//}} + d_{K_{//}} d_{K_{//}}^+ >}{w - [w_1(K_{//}) + w_2(K_{//})]} \quad (10)$$

(10) - u (9) - da yerinə yazmaqla, $\leftrightarrow \mathcal{E}_{(1)}(w)$ üçün belə ifadə alırıq:

$$\leftrightarrow \mathcal{E}_{(1)}(w) = -i \cdot \sum_{K_{//}} \frac{\vec{\Pi}_{K_{//1}} \vec{\Pi}_{K_{//1}} \cdot C_{K_{//}}^+ C_{K_{//}} + d_{K_{//}} d_{K_{//}}^+}{w - [w_1(K_{//}) + w_2(K_{//})]} \quad (11)$$

(11) – dən göründüyü kimi, işığın singlet-triplet antiferromaqnitlərin səthində udulmasına gətirən baxdığımız prosesdə ((1) prosesində) iki səth maqnonu iştirak edir. Başqa sözlə, işığın səthdə udulması spektrin 1 budağından $w_1(K_{//})$ enerjili bir maqnonun və 2 budağından $w_2(K_{//})$ enerjili ikinci maqnonun buraxılması ilə müşayiət olunur.

İndi də (6) ifadəsini (4)-də nəzərə almaqla, işığın singlet-triplet antiferromaqnitlərin səthində udulmasının (2) prosesi

nə uyğun $\leftrightarrow \mathcal{E}_{(2)}(w)$ dielektrik qavrayıcılığı üçün ifadə alırıq:

$$\leftrightarrow \mathcal{E}_{(2)}(w) = -2\pi i \sum_{K_{//}} \vec{\Pi}_{K_{//2}} G(P_{K_{//2}}; w) \quad (12)$$

Hərəkət tənliyini yazıb onu həll etməklə $G(P_{K_{//2}}; w)$ üçün alırıq:

$$G(P_{K_{//2}}; w) = \frac{(2\pi)^{-1} \cdot \vec{\Pi}_{K_{//2}} \cdot < q_{K_{//}}^+ q_{K_{//}} + f_{K_{//}} f_{K_{//}}^+ >}{w - [w_3(K_{//}) + w_4(K_{//})]} \quad (13)$$

(13)-ü (12) – də yerinə yazmaqla, $\leftrightarrow \mathcal{E}_{(2)}(w)$ üçün alırıq:

$$\rightarrow \mathcal{E}_{(2)}(w) = -i \sum_{K_{//}} \frac{\vec{\Pi}_{K_{//2}} \vec{\Pi}_{K_{//2}} < q_{K_{//}}^+ q_{K_{//}} + f_{K_{//}} f_{K_{//}}^+ >}{w - [w_3(K_{//}) + w_4(K_{//})]} \quad (14)$$

(14)-dən göründüyü kimi, işığın singlet-triplet antiferromaqnitlərin səthində udulmasına gətirən baxdığımız prosesdə ((2) prosesində) iki səth «eksitonu» iştirak edir. Başqa sözlə, işığın səthdə udulması spektrin 3 budağından $w_3(K_{//})$ enerjili bir «eksitonun» və 4 budağından $w_4(K_{//})$ enerjisi ikinci «eksitonun» buraxılması ilə müşayiət olunur.

Analoji hesablamalarla (7) və (8)-dən istifadə etməklə, işığın singlet-triplet antiferromaqnitlərin səthində udulmasına gətirən (3) və (4) proseslərinə uyğun $\mathcal{E}_{(3)}(w)$ və $\mathcal{E}_{(4)}(w)$ dielektrik qavrayıcılıqlarının ifadələrini almaq olar:

$$\leftrightarrow \mathcal{E}_{(3)}(w) = -i \cdot \sum_{K_{//}} \frac{\vec{\Pi}_{K_{//3}} \vec{\Pi}_{K_{//3}} < d_{K_{//}}^+ d_{K_{//}} + q_{K_{//}} q_{K_{//}}^+ >}{w - [w_2(K_{//}) + w_3(K_{//})]} \quad (15)$$

$$\leftrightarrow \mathcal{E}_{(4)}(w) = -i \cdot \sum_{K_{//}} \frac{\vec{\Pi}_{K_{//4}} \vec{\Pi}_{K_{//4}} < C_{K_{//}}^+ C_{K_{//}} + f_{K_{//}} f_{K_{//}}^+ >}{w - [w_1(K_{//}) + w_4(K_{//})]} \quad (16)$$

Qeyd edək ki, dielektrik qavrayıcılıqları üçün alınmış (11), (12), (15) və (16) ifadələrini analiz etməklə, singlet-triplet antiferromaqnitlərdə daxili kristallik sahələr haqqında ətraflı məlumat almaq olar.

- [1]. Yu. M. Seidov and A. M. Suleymanov. phys. 1987, stat. sol. (b), 140, 149.
 [2]. Yu. M. Seidov and A. M. Suleymanov. phys. 1989, stat. sol. (b), 153, K 203.
 [3]. A. M. Suleymanov, M. B. Hüseyinli, K. M. Sultanov. Bakı Universitetinin xəbərləri, 2003, № 2, 147.
 [4]. A. M. Suleymanov, M. B. Hüseyinli, K. M. Sultanov . Bakı Universitetinin xəbərləri, 2003, № 4, 162.

- [5]. Hsieh Y. Y. and Pink D. A. J. Phys. Chem. Solids, 1974, 35 № 11, p. 1481 – 1490.
 [6]. Yu. M. Seidov and A. M. Suleymanov. phys. 1985, stat. sol. (b), 131, 545.
 [7]. S. V. Təblikov. Kvantoviyə metodı teorii maqnetizma. – M: Nauka, 1965, 334 s.

A. M. Suleymanov

LINEAR THEORY OF THE LIGHT ABSORPTION BY THE SURFACE COLLECTIVE EXCITATIONS IN SINGLET – TRIPLET ANTIFERROMAGNETS

The light absorption by surface collective excitations in the singlet-triplet antiferromagnets has been investigated by the multi-time Green function method and the pseudospin formalism. Has been calculated the energy spectrum of the system under consideration. Unlike the singlet-triplet ferromagnets, the collective excitation spectrum (w_{kr}) of the singlet-triplet antiferromagnets consists of four branches, two of them are the maqnon branches ($r=1,2$) and the other two are the «magnetic excitons» branches ($r=3,4$). On the other hand, the electric dipole moment of the system under consideration describes the four possible absorption processes of the light by surface collective excitations on the surface of the singlet-triplet antiferromagnets. They are the following processes:

- (1) absorption of the light with simultaneous excitation of two maqmons, one from the branch $r=1$ and the other from the branch $r=2$
- (2) absorption of the light with simultaneous excitation of two «excitons», one from the branch $r=3$ and the other from the branch $r=4$
- (3) absorption of the light with simultaneous excitation of one maqnon from the branch $r=2$ and one «exciton» from the branch $r=3$
- (4) absorption of the light with simultaneous excitation of one maqnon from the branch $r=1$ and one «exciton» from the branch $r=4$.

Thus, due to the presence of four branches excitations the possibility of the light absorption on the surface of singlet-triplet antiferromagnets is larger than that on the surface of the singlet-triplet ferromagnets.

In finish, has been finded expressions for the dielectric susceptibilities corresponding to each of the four possible absorption processes of light by surface collective excitations in singlet-triplet antiferromagnets. Analysis of these expressions will provide more comprehensive information on the crystal field in the singlet-triplet antiferromagnets.

А. М. Сулейманов

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА ПОВЕРХНОСТНЫМИ КОЛЛЕКТИВНЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ В СИНГЛЕТ-ТРИПЛЕТНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В работе исследовано поглощение света поверхностными коллективными возбуждениями в синглет-триплетных антиферромагнетиках. Для этой цели использован метод многовременных функций Грина и псевдоспиновый формализм. Сперва вычислен энергетический спектр рассматриваемой системы. В отличие от синглет-триплетных ферромагнетиков, спектр (w_{kr}) коллективных возбуждений синглет-триплетных антиферромагнетиков состоит из четырех ветвей – двух магнонных ($r=1,2$) и двух «магнитных экситонных» ($r=3,4$). С другой стороны, электрический дипольный момент данной системы описывает четыре процесса возможного поглощения света поверхностными коллективными возбуждениями на поверхности синглет-триплетных антиферромагнетиков. Эти процессы являются следующими:

- (1) поглощение света с возбуждением одного магнона ветви $r=1$ и одного магнона ветви $r=2$
- (2) поглощение света с возбуждением одного «экситона» ветви $r=3$ и одного «экситона» ветви $r=4$
- (3) поглощение света с возбуждением одного магнона ветви $r=2$ и одного «экситона» ветви $r=3$
- (4) поглощение света с возбуждением одного магнона ветви $r=1$ и одного «экситона» ветви $r=4$.

Таким образом, возможность поглощения света поверхности синглет-триплетных антиферромагнетиков богаче, чем на поверхности синглет-триплетных ферромагнетиков, из-за наличия четырех ветвей спектра поверхностных коллективных мод. В конце работы, найдены выражения для диэлектрической восприимчивости, соответствующей каждому из возможных четырех процессов поглощения света поверхностными коллективными возбуждениями в синглет-триплетных антиферромагнетиках. Анализ этих выражений даст возможность получить более подробную информацию о кристаллическом поле, существующем в синглет-триплетных антиферромагнетиках.

Received: 16.11.04