

Yulchiyev Iftixorjon Isaqovich
Farg'ona davlat texnika universiteti assistenti,
Farg'ona davlat universiteti doktoranti,
Tel. nomer: +998 50 500 58 80
iftixorjon.yulchiyev@gmail.com

MAGNIT MAYDONIDAGI $A^{III}B^V$ TURIDAGI KRISTALLARDA SAYOZ AKSEPTOR ENERGETIK SATHLARINING ANIZOTROPIK BO'LINISH QONUNIYATLARINI NAZARIY HISOBLASH

Annotatsiya. Invariantlar usuli yordamida $A^{III}B^V$ tipidagi yarim o'tkazgich kristallarda sayoz akseptor sathlarning Zeeman bo'linish energiyasini aniqlovchi, magnit maydoni H ning istalgan yo'nalishlari uchun o'rinli bo'ladigan umumiy formula ishlab chiqilgan. g_2/g_1 ning $-4/13$ va $-4/7$ maxsus qiymatlarga yaqinlashishi yoki $[-4/13, -4/7]$, oraliqqa o'zgarishi akseptor magnit sub-sathlari $E_i^{(a)}$ ning murakkab bo'linishlariga olib kelishi ko'rsatilgan. Bunday holatlarda Zeeman bo'linishlari anizotrop xarakterga ega bo'lib, energiya sathlarining keskin o'zgarishlariga sabab bo'ladi, shu bois bunday holatlarni ehtiyotkorlik bilan kuzatish zarurdir. Aynan g_2/g_1

ning ushbu qiymatlarida sub-sathlarning qo'shilishlari yoki murakkab o'zaro ajralishlari hamda Zeeman bo'linishlarining kuchli anizotropiyasi kuzatiladi. Bu esa o'z navbatida $g_2 \neq 0$ da "kuchli" magnit maydonda o'tkazuvchanlik zonasi va akseptor sath o'rtasidagi rekombinatsiya nurlanishining kuchli anizotropiyasiga olib keladi.

Kalit so'zlar: $A^{III}B^V$ kristallar, sayoz akseptor, g-faktor, Brilluen zonasining markaziy simmetriyasi, to'g'ri to'lqin funksiyalari, Zeeman bo'linish anizotropiyasi.

Юлчиев Ифтихорджон Исакович
Ассистент Ферганского государственного технического университета,
Докторант Ферганского государственного университета,
Телефон. номер: +998 50 500 58 80
iftixorjon.yulchiyev@gmail.com

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ АНИЗОТРОПНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ МЕЛКИХ АКЦЕПТОРОВ В КРИСТАЛЛАХ ТИПА $A^{III}B^V$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Аннотация. С помощью метода инвариантов получена общая формула для энергии зеемановского расщепления мелкого уровня акцептора для полупроводниковых кристаллов типа $A^{III}B^V$ в произвольном направлении магнитного поля H . Показано, что если значение g_2/g_1 близко к «особым»

значениям, как $-4/13$ и $-4/7$ или попадает в переходную область $[-4/13, -4/7]$, то необходимо аккуратно следить за ходом каждого магнитного подуровня

акцептора $E_i^{(a)}$. Именно для таких значений g_2/g_1 наблюдается попарное сливание или сложное перепутывание подуровней и сильная анизотропия зеемановского расщепления. Это в свою очередь приводит к сильной анизотропии рекомбинационного излучения между зоной проводимости и акцепторного уровня в «сильном» магнитном поле при $g_2 \neq 0$.

Ключевые слова: кристаллы $A^{III}B^V$, мелкий акцептор, g -фактор, симметрия центра зоны Бриллюэна, правильные волновые функции, анизотропия зеемановского расщепления.

Yulchiyev Iftikhorjon Isaqovich
Assistant at Fergana State Technical University,
PhD student at Fergana State University,
Tel. number: +998 50 500 58 80

iftixorjon.yulchiyev@gmail.com

THEORETICAL CALCULATION OF ANISOTROPIC SPLITTING LAWS OF SHALLOW ACCEPTOR ENERGY LEVELS IN $A^{III}B^V$ -TYPE CRYSTALS IN A MAGNETIC FIELD

Abstract. Using the invariant method, a general formula has been derived for calculating the Zeeman splitting energy of shallow acceptor levels in $A^{III}B^V$ -type semiconductor crystals for an arbitrary direction of the magnetic field H . It is shown that when the ratio g_2/g_1 approaches "special" values, such as $-4/13$ and $-4/7$, or falls within the transitional range $[-4/13, -4/7]$, it is necessary to carefully monitor the behavior of each magnetic sublevel of the acceptor $E_i^{(a)}$. Precisely at these values of g_2/g_1 , one observes pairwise merging or complex mixing of sublevels, accompanied by strong anisotropy of Zeeman splitting. This, in turn, leads to pronounced anisotropy of the recombination radiation between the conduction band and the acceptor level under a "strong" magnetic field when $g_2 \neq 0$.

Keywords: $A^{III}B^V$ crystals, shallow acceptor, g -factor, Brillouin zone center symmetry, proper wave functions, anisotropy of Zeeman splitting.

Kirish

Magnito-fotoluminessensiya spektroskopiyasi yarim o'tkazgich tuzilmalaridagi kichik nuqsonlar va kristalli komplekslarning optik xossalari haqida hamda erkin va bog'langan eksitonlarga magnit maydon ta'sirini o'rganish imkonini beradi [1]. Magnit maydonda spin-polarizatsiyalangan elektronlar va yarim o'tkazgichlarning optik xossalari spintronika qurilmalarida muhim ahamiyat kasb

etadi [2]. So‘nggi yillarda magnit maydonda A^+ markazlari bo‘lgan kvant nuqtalarining optik xususiyatlariga qiziqish ortdi. Ayniqsa, $A^{++}e$ kristalli komplekslarning bog‘lanish energiyasi va rekombinatsion nurlanish spektrini boshqarish imkoniyatlari dolzarb masala bo‘lib qoldi. Ushbu ishda Brilyuen zonasining Γ markazida, spin ta‘sirini hisobga olib, $A^{III}B^V$ tipidagi yarim o‘tkazgichlardagi to‘rt marta aynigan akseptor sathlarining Zeeman bo‘linish energiyasini va magnit maydonga bog‘liq g-faktorlar o‘zgarishini nazariy tahlil qilish maqsad qilingan.

Qattiq moddalarda erkin zaryad tashuvchilar va kirishma ionlarning tashqi magnit maydon bilan o‘zaro ta‘siri asosan spin va orbital magnit momentlari orqali yuzaga keladi [4]. Spinning yo‘nalishi paramagnetizm kabi hodisalarning sababi bo‘lib, zarrachalarning spin orientatsiyasi magnit maydoni ta‘sirida kristalllarda sirkulyar qutblangan lyuminessensiya paydo bo‘lishiga olib keladi.

Yarim o‘tkazgichlarda magnit maydon ta‘sirida rekombinatsion nurlanish qutblanishini o‘rganish kristall panjaraning dinamikasi va zarrachalarning g-faktor xususiyatlarini aniqlashda muhim ilmiy ahamiyatga ega [5–8].

Ushbu tadqiqotda [5] to‘g‘ri zonali $A^{III}B^V$ tipidagi yarim o‘tkazgichlarda kuchsiz magnit maydon ta‘sirida qutblangan nurlanishning hosil bo‘lishi nazariy jihatdan tahlil qilinadi ($g_{e,h}\mu_0 H \ll kT$), bu yerda $g_{e,h}$ - elektron va teshiklarning g-faktori, $\xi_{F,h}$ - Fermi energiyasi, $\mu_0 = 9.274 \times 10^{-24}$ J/T - Bor magnetoni, H - magnit maydon kuchlanganligi (A/m), k - Bolsman doimiysi ($k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K), T - absolyut harorat. Bunda valent zonaning doimiy energiya sathi yuzasidagi g‘adir-budurlik (anizotropik geometriya) olingan natijalarga ta‘sir qilmasligini ko‘rsatadi. Agar rekombinatsion nurlanish sayoz akseptorlar ishtirokida aynimagan yarim o‘tkazgichlarda sodir bo‘lsa, sirkulyar qutblanish darajasining muvozanatli qiymati uchun oddiy ifoda keltirib chiqariladi:

$$P_{circ} = \frac{g_e \mu_0 H}{4kT} + \frac{5g_h \mu_0 H}{4kT}.$$

Shundan ko‘rinadiki, kristallning lyuminessensiyaviy nurlanish qutblanishi kuchsiz magnit maydon ($H < 3 \div 4 kE$ sharoitida: $H = 3kE$, bo‘lsa $\mu_0 H \approx 5 \cdot 10^{-6}$ eV,

$T = 2^0 K$, sharoitida $kT \approx 5 \cdot 10^{-5} eV$, $\mu_0 H / kT \approx 0.1$) faqatgina erkin elektronlar va akseptorlarning o'rtacha induksiyalangan spin magnit momentlari bilan belgilanadi. Bunda: qutblanish magnit maydon H ga chiziqli va izotrop bog'liq bo'lib, temperaturaning birinchi darajasiga teskari proporsional o'zgaradi.

Nazariy [5] va eksperimental [6] natijalar optik spin yo'nalishini boshqarish usullari yordamida muvozanatda bo'lmagan zaryad tashuvchilarning polarizatsiyasini o'rganish imkonini beradi. [7] - tadqiqotda esa germaniy materialida 0,709 eV energiyali polarizatsiyalangan lyuminessensiya spektral chizig'ining hosil bo'lish mexanizmi hamda kuchsiz magnit maydon (50 kE) va $\mu_B H = 8 \times 10^{-5} eV$ sharoitida polarizatsiyaga ta'siri nazariy va eksperimental tarzda o'rganilgan. Natijalar shuni ko'rsatadiki, kuchsiz magnit maydon sharoitida nurlanish polarizatsiyasi izotrop bo'lib, magnit maydon kuchlanishi H ga chiziqli bog'liq. Kuchli magnit maydonda esa $P_\circ$ polarizatsiyada sezilarli aniotropiya kuzatiladi. Bu holatda polarizatsiyaning H ga bog'liqligi chiziqli qonuniyatdan chetlanadi. Umuman olganda, aniotropiya kristall panjarasining nafaqat valent zona, balki o'tkazuvchanlik zonasiga bog'liqligini ham ifodalaydi. Shu bois, sayoz akseptor sathlarining Zeeman ajralishlari va aniotropiyasini nazariy tahlil qilish uchun $A^{III}B^V$ tipidagi yarim o'tkazgichlarda magnit maydon ta'sirida lyuminessensiya va polarizatsiya darajasining nazariy munosabatlari aniqlanadi. Pikus–Bir invariantlar usulidan [4] foydalanib, akseptor sathlarining Zeeman ajralish energiyasi va optik xarakteristikalar uchun analitik ifodalar hosil qilinadi hamda akseptor g -faktorlarining g_1 va g_2 qiymatlariga qarab bo'linish aniotropiyasining nazariy tahlili amalga oshiriladi.

Muammoning qo'yilishi va uning yechimi

$A^{III}B^V$ turidagi yarim o'tkazgichlarni (GaAs, ZnSb va boshqalar) ko'rib chiqaylik, bu yarim o'tkazgichlar bir jinsli magnit maydon ichiga joylashtirilgan hamda ushbu yarim o'tkazgichlarda muvozanatsiz zaryad tashuvchilar hosil bo'ldan holda ularning rekombinatsiyon nurlanishi sayoz akseptorlarning magnit sub-sathlari orqali amalga oshadi. O'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va akseptor satxlardagi teshiklarning spinlari tashqi magnit maydon ta'sirida tartiblanganligi sababli, yarim

o'tkazgichlarning lyuminessensiyasi ham H yo'nalishi bo'ylab sirkulyar qutblangan holatda bo'lib qoladi.

$A^{III}B^V$ turidagi yarim o'tkazgichlar to'g'ri zonali bo'lib, Brilluen zonasining markazi ($\vec{k} = \vec{k}_0 = 0$) simmetriya T_d nuqta guruhi bilan belgilanadi. O'tkazuvchanlik zonasida va valent zonasida kvant holatlar spinga nisbatan mos ravishda ikki va to'rt marta aynigan xolatda bo'ladi. Bu holatlar to'liq funksiyalari bilan tavsiflanadi, ular Γ_6, Γ_8 larga mos holda o'zgarib, Luttinger va Kane belgilashlariga ko'ra

$$\begin{aligned} \Gamma_6 \rightarrow \begin{cases} \psi_{\frac{1}{2}}^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{3}} [(X + iY)\beta + Z\alpha] = S_\alpha, \\ \psi_{-\frac{1}{2}}^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{3}} [- (X - iY)\alpha + Z\beta] = S_\beta, \end{cases} \\ \Gamma_8 \rightarrow \begin{cases} \psi_{\frac{3}{2}}^{3/2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(X + iY)\alpha, \quad \psi_{\frac{1}{2}}^{3/2} = \frac{i}{\sqrt{6}} [(X + iY)\beta - 2Z\alpha], \\ \psi_{-\frac{1}{2}}^{3/2} = \frac{1}{\sqrt{6}} [(X - iY)\alpha + 2Z\beta], \quad \psi_{-\frac{3}{2}}^{3/2} = \frac{i}{\sqrt{2}}(X - iY)\beta, \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

ko'rinishida ifodalaymiz[4]. Bu yerda $S = \begin{vmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{vmatrix}$ - erkin zona elektronining spinori,

α, β - uning spin funksiyalari-matritsalar: $\alpha = \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}, \beta = \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix}, \alpha\alpha^* = \beta\beta^* = 1; X, Y, Z -$

Blox funksiyalari $U_n(\vec{k} = 0)$ - Γ -zonadagi energiya holati. Brilluen zonasi kubik panjara guruhning simmetriya operatsiyalari ta'sirida x, y, z koordinatalari kabi o'zgaradi.

Erkin elektron va akseptor satxdagi bog'langan teshikning tashqi magnit maydon $\vec{H}$ bilan o'zaro ta'sir Hamiltoniani chiziqli yaqinlashuvda quyidagi matritsalar yordamida tasvirlanadi [4].

$$\hat{H}^{(c)} = \frac{1}{2} g_e \mu_0 (\vec{\sigma} \vec{H}), \quad (2a)$$

$$\hat{H}^{(a)} = \mu_0 \sum_i (g_1 \hat{J}_i + g_2 \hat{J}_i^3) H_i, (i = x, y, z). \quad (2b)$$

Bu yerda $\hat{\sigma}_i$ – 2×2 o'lchamli Pauli matritsalar, $\hat{J}_i$ – 4×4 o'lchamli Luttinger-Kane matritsalar (qarang [4], jadval 26.3). g_1, g_2 – akseptor sathi Zeeman ajralishining konstantalari bo'lib, ular g_h – teshiklarning faktorini aniqlaydi. Ular valent zonaning parametrlari k, q hamda A, B, D lar orqali ifodalanadi (paramagnit va diamagnit konstantalar sifatida) [4]. Potensiallar (2) birinchi tartibdagi kichik buzilishlar sifatida ko'rib chiqiladi va ularning kattaligi ichki kristall o'zaro ta'sir potentsiallariga nisbatan juda kichik. Xususan:

$\Delta E_{ij}^{(a)} \approx g_1 \mu_0 H \ll E_0^{(a)} = \frac{m_0 e^4}{2 \varepsilon^2 \hbar^2} \cdot \frac{m^*}{m_0} = R \frac{m^*}{\varepsilon^2 m_0}$; Bu yerda: $\Delta E_{ij}^{(a)}$ i va j sathlari orasidagi ajralish energiyasi, $E_0^{(a)}$ -ionlashgan akseptorning asosiy holat energiyasi, $R = 13,607 \text{ eV}$ -Rydberg energiyasi, $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ - erkin elektron massasi, m^* - akseptor holatidagi teshikning effektiv massasi, ε – statik dielektrik doimiysi, $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ -Plank doimiysi. Bu buzilishlar natijasida erkin elektron (2 marta) va akseptor (4 marta) aynigan holatlari butunlay yo'qoladi. G'alayonlanish nazariyasining nol yaqinlashuvida bu holatlarning to'g'ri to'lqin funktsiyalari mos ravishda quyidagi munosabatlar bilan belgilanadi.

$$\Psi_M^{(c)} = \sum_m C_m^{(M)} \psi_m^{1/2} \quad (m = \pm \frac{1}{2}, M = \pm 1),$$

$$\Psi_N^{(a)} = \sum_n C_n^{(N)} \psi_n^{3/2} \quad (n = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}; N = 1, 2, 3, 4).$$

Ajratish koeffitsientlari (ortonormal funktsiyalarning to'liq to'plamida $\psi_n^{3/2}$), (ular mos ravishda 2:1, 4:1 tartibli matritsalar) va ajralgan energiya satxlari $C_m^{(M)}$, $C_n^{(N)}$, (elektron terminologiyasida, lekin aslida bog'langan teshiklar uchun $\xi_N^{(a)} = -E_N^{(a)}$) Bu qiymatlar quyidagi matritsali tenglamalardan aniqlanadi.

Ajratish koeffitsiyentlari (to'liq ortonormallashtirilgan funktsiyalar to'plami bo'yicha $\psi_n^{3/2}$, $C_m^{(M)}$, $C_n^{(N)}$

$$\|\hat{H}^{(c)} - E_M^{(c)} \hat{I}\| \cdot \|\hat{C}^{(M)}\| = 0, \quad (3a)$$

$$\|\hat{H}^{(a)} - E_N^{(a)} \hat{I}\| \cdot \|\hat{C}^{(N)}\| = 0, \quad (3b)$$

Bu yerda $\hat{I}'$ va $\hat{I}$ – mos ravishda 2×2 va 4×4 tartibdagi birlik matritsalar hisoblanadi. Chiziqli algebraik tenglamalar sistemasining muvofiqlik sharti (3a) (bu yerda noma'lum o'zgaruvchilar $C_m^{(M)}$ hisoblanadi) va shuningdek, (3b) tenglama sekulyar tenglamalar ko'rinishiga keltiriladi:

$$\begin{aligned} |\hat{H}^{(c)} - E_M^{(c)} \hat{I}'| &= 0, \\ |\hat{H}^{(a)} - E_N^{(a)} \hat{I}| &= 0. \end{aligned}$$

Birinchi tenglama (2a) hisobga olinganda, o'tkazuvchanlik zonasining tubida joylashgan elektronlar uchun spin bo'linishining energiya ajralishini (Zeeman effektini) topish mumkin:

$$E_M^{(c)} = \frac{1}{2} M g_e \mu_0 H, \quad M = \pm 1 \quad \text{yoki} \quad E_m^{(c)} = m g_e \mu_0 H, \quad m = \pm \frac{1}{2}, \quad (4a)$$

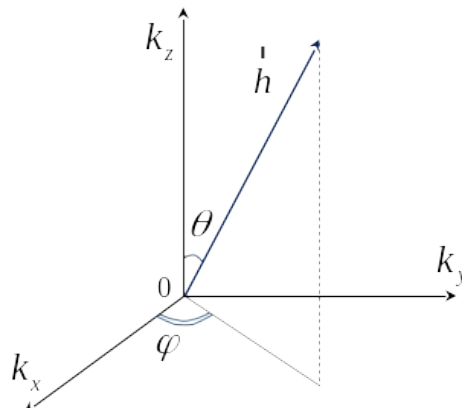
va ikkinchi (2b) tenglama hisobga olinganda, akseptor energiya sub-sathlari uchun $E_N^{(a)}$ quyidagi ifodalar olinadi

$$E_{1,4}^{(a)} = \pm g_1 \mu_0 H \sqrt{\frac{1}{8} \left[9 \left(1 + \frac{9}{4} \frac{g_2}{g_1} \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{4} \frac{g_2}{g_1} \right)^2 \right] + \left(1 + \frac{7}{4} \frac{g_2}{g_1} \right) \sqrt{\left(1 + \frac{13}{4} \frac{g_2}{g_1} \right)^2 - \frac{9}{4} \frac{g_2}{g_1} \left(1 + \frac{5}{2} \frac{g_2}{g_1} \right) \gamma}}, \quad (4b)$$

$$E_{2,3}^{(a)} = \pm g_1 \mu_0 H \sqrt{\frac{1}{8} \left[9 \left(1 + \frac{9}{4} \frac{g_2}{g_1} \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{4} \frac{g_2}{g_1} \right)^2 \right] - \left(1 + \frac{7}{4} \frac{g_2}{g_1} \right) \sqrt{\left(1 + \frac{13}{4} \frac{g_2}{g_1} \right)^2 - \frac{9}{4} \frac{g_2}{g_1} \left(1 + \frac{5}{2} \frac{g_2}{g_1} \right) \gamma}},$$

$$\text{buyerdagi} \quad \gamma = 4(h_x^2 h_y^2 + h_y^2 h_z^2 + h_z^2 h_x^2) = \sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi \quad (5)$$

– anizotropiya omili bo'lib, qutb burchagi θ va azimutal burchak φ magnit maydonning yo'nalishini belgilovchi birlik vektor $\hat{h} = \vec{H} / H$ ni to'liq vektor fazosida (ya'ni Brilluen zonasida) aniqlaydi (1-rasmga qarang).



1-rasm. Magnit maydon kuchlanganlik vektorining yo'nalish geometriyasi.

Natijalar muhokamasi

Umumiy holda, akseptor satxlari uchun Zeeman bo'linishlari (4b) ifodadan ko'rinib turibdiki g_1 , g_2 va γ anizotropiya koeffitsientiga bog'liq holda murakkab xususiyatga ega. Agar $g_2=0$ bo'lsa, unda anizotropiya yo'qoladi va bo'linish faqat izotropik xarakterga ega bo'lib, ikki karra aynigan satxlar mavjud bo'ladi:

$$E_{1,4}^{(a)} = \pm \frac{3}{2} g_1 \mu_0 H, \quad E_{2,3}^{(a)} = \pm \frac{1}{2} g_1 \mu_0 H.$$

Shunga o'xshash holat quyidagi qiymatlar uchun

ham kuzatiladi: $g_2/g_1=-4/7$ bu xolda $E_{1,2}^{(a)} = \frac{3}{7} g_1 \mu_0 H$, $E_{3,4}^{(a)} = -\frac{3}{7} g_1 \mu_0 H$ va $g_2/g_1=-2/5$ bu

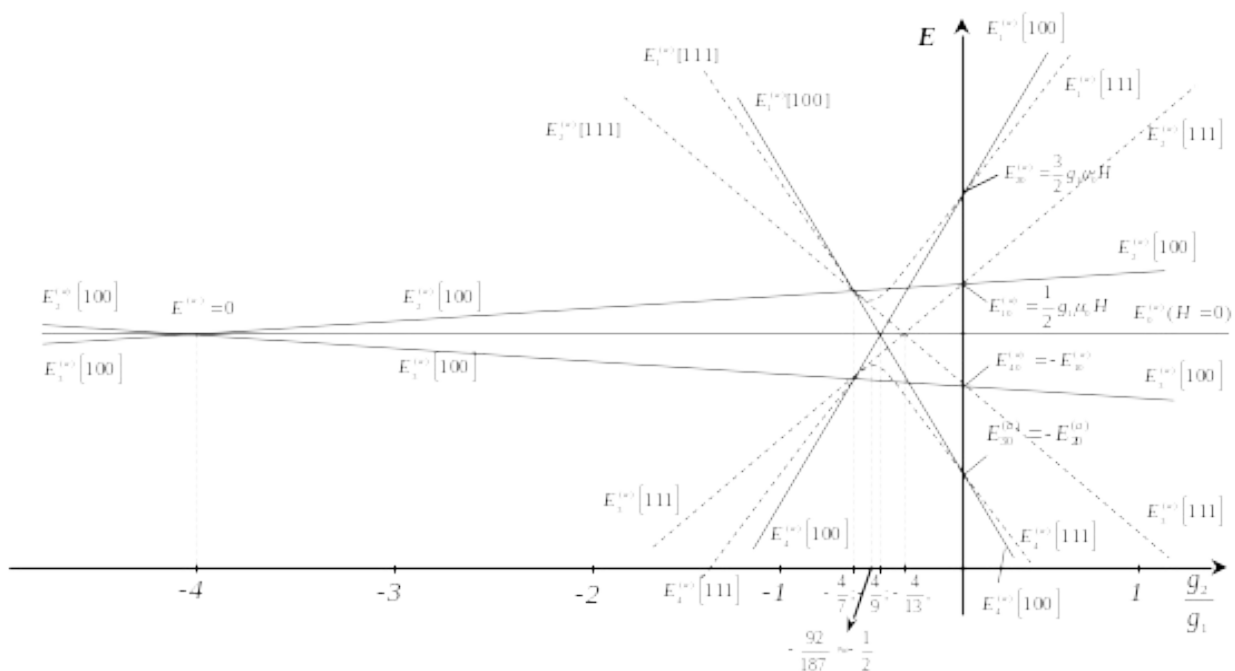
holda $E_{1,4}^{(a)} = \pm \frac{9}{20} g_1 \mu_0 H$, $E_{2,3}^{(a)} = \pm \frac{3}{20} g_1 \mu_0 H$. Agar $\gamma=0$ (masalan, $\theta=0$, ya'ni

$\vec{H} \parallel OZ \parallel [001]$) bo'lsa (4b) formuladan kelib chiqadiki, $E_i^{(a)}$ satxlarining strukturasida

moslik mavjud bo'lib, quyidagi nisbatlar uchun to'g'ri keladi: $g_2/g_1=-4/7$, yoki $g_2/g_1=-$

$4/13$ bu holda: $E_{1,2}^{(a)} = \frac{6}{13} g_1 \mu_0 H$, $E_{3,4}^{(a)} = -\frac{6}{13} g_1 \mu_0 H$. Shunday qilib, kubik simmetriyaga

ega bo'lgan $A^{III} B^V$ turidagi kristallardagi akseptor satxlarining Zeeman bo'linishiga oid xos xususiyatlar 2–4-rasmlarda aniq aks ettirilgan.



2-rasm. GaAs turidagi kristallarda sayoz akseptorning asosiy holatidagi energetik satxining Zeeman bo‘linishi, g_2/g_1 parametrining qiymatiga bog‘liq holda, kristallografik yo‘nalishlar bo‘yicha: [100] – uzluksiz chiziqlar, [111] – punktir chiziqlar.

2-rasmda uzluksiz va punktir chiziqlar bilan $E_i^{(a)} = E_i^{(a)}(g_2/g_1)$ funksiyaning kristallografik yo‘nalishlar bo‘yicha mos ravishda [100] va [111] yo‘nalishlarida ($\gamma=0$ va $\gamma=4/3$ bo‘lganda) qanday o‘zgarishi ko‘rsatilgan. Bu grafikalar 4.b-formula asosida qurilgan. Ko‘rinib turibdiki, (100) yo‘nalishi bo‘yicha to‘g‘ri chiziqlar uchun

$E_1^{(a)}$ va $E_4^{(a)}$, $E_2^{(a)}$ va $E_3^{(a)}$ qiymatlari juft-juft bo‘lib sifat jihatdan o‘xshash: har bir

juftlik ma’lum bir manfiy kritik g_2/g_1 qiymatida ($g_2/g_1=-4$ va $-4/9$) $\pi/2$ urchak ostida kesishadi, bu nuqtalarda Zeeman bo‘linishlari nolga tenglashadi va keyin belgisi bo‘yicha teskari buriladi (inversiya). Shuni ta’kidlash joizki, $g_2/g_1=-4/9$ atrofida $E_1^{(a)}$ va $E_4^{(a)}$ orasidagi Zeeman bo‘linishlari $E_2^{(a)}$ va $E_3^{(a)}$ rasidagiga nisbatan ancha kichik

bo‘ladi. Biroq intervallar $4/7 < g_2/g_1 < -4/13$ ichida teskari bog‘liqlik kuzatiladi, ya’ni $|\Delta E_{14}^{(a)} / \Delta E_{23}^{(a)}| > 1$. Biroq, Zeeman ajralishining g_2/g_1 parametriga bog‘liqligi [111] yo‘nalishi uchun biroz buziladi. Birinchidan, chiziqlarning to‘g‘riligiga qaramay, $E_2^{(a)}(g_2/g_1)$ va $E_3^{(a)}(g_2/g_1)$ chiziqlari sifat jihatdan saqlanib qoladi, ammo ular uchun

kritik nuqta $g_2/g_1 = -4/13$ qiymatiga siljiydi va burchak koefitsiyentlari biroz kamayadi.

Ikkinchidan, $E_1^{(a)}(g_2/g_1)$ va $E_4^{(a)}(g_2/g_1)$ chiziqlari yo'nalishining sifati o'zgaradi: bu chiziqlarning kritik nuqtadagi $g_2/g_1 = -92/187$ da antikesishuvi (birlashuvi) sodir bo'ladi, bu yerda chiziqlarning ajralishi va (taqiqlangan energiya zonasi) kesishuvi (birlashuvi) kuzatiladi. Uning kengligi magnit maydon H ga proporsional bo'lib, bu kenglikning markazi akseptorning boshlang'ich energiya sathi $E_0^{(a)}(H=0)$ ga to'g'ri keladi. $E_1^{(a)}(g_2/g_1)$ va $E_4^{(a)}(g_2/g_1)$ chiziqlari $(g_2/g_1, E)$ tekisligida ikki simmetriya o'qiga ega: gorizontaal o'qi $H=0$ da akseptor sathining holatiga mos keladi, vertikal o'q esa $E_1^{(a)}(g_2/g_1)$ va $E_4^{(a)}(g_2/g_1)$ chiziqlarining minimum va maksimumlari orqali o'tadi.

2-rasmdan $(-4/7, -4/13)$ oraliqdagi g_2/g_1 qiymatlarida sayoz akseptorning asosiy holatiga tegishli sub-sathlar chiziqlari $E_i^{(a)} = E_i^{(a)}(g_2/g_1)$ murakkab harakatini ko'rsatishi aniqlanadi, ya'ni bu chiziqlarda bo'linayotgan energiya satxlarining o'zaro joylashuvi almashinadi.

Xulosa

Yana bir bor ta'kidlab o'tish lozimki, agar GaAs turidagi kristallarda akseptor kirishmalar uchun kvant holatida to'liq mexanik impuls $L = 3/2\hbar$ bo'lsa va g_2/g_1 nisbati $-4/13$ va $-4/7$ kabi "maxsus" qiymatlarga yaqin yoki $[-4/7, -4/13]$ oraliq diapazoniga to'g'ri kelganida har bir akseptor magnit sub-sathi $E_i^{(a)}$ ning holatini diqqat bilan kuzatish zarur bo'ladi.

Aynan g_2/g_1 ning bunday qiymatlarida sub-sathlarning juftlashuvlari yoki murakkab ajralishlari va Zeman bo'linishining kuchli anizotropiyasi kuzatiladi. Bu esa, o'z navbatida, kuchli anizotropik rekombinatsion nurlanishga olib keladi, bu nurlanish o'tkazuvchanlik zonasi bilan akseptor satxi o'rtasida "kuchli" magnit maydon mavjudligida ($g_2 \neq 0$) yuz beradi. Ushbu masalani xal qilish uchun alohida maqola tayyorlangan.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. S. Haldar¹, V. K. Dixit, Geetanjali Vashisht, S. Porwal¹ and T. K. Sharma. The effect of magnetic field on free and bound exciton luminescence in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures: a quantitative study on the estimation of ultra-low disorder // Journal of Physics D: Applied Physics, Volume 50, Number 33, 2017. 50 335107
2. Kun Zhang, Jian Zhao, Qingsong Hu, Sijie Yang, Xixiang Zhu, Yaqi Zhang, Ruiqin Huang, Yongfu Ma, Zhenxing Wang, Zhongwen Ouyang, Junbo Han, Yibo Han, Jiang Tang, Wei Tong and et.al. m-Temperature Magnetic Field Effect on Excitonic Photoluminescence in Perovskite Nanocrystals // Advanced materials <latest issue> Vol.35, Iss.12, March 23, 2023.
<https://doi.org/10.1002/adma.202008225>
3. Кревчик, В. Д., Разумов, А. В., & Будянский, П. С. (2015). Влияние магнитного поля на рекомбинационное излучение, связанное с а⁺-центрами в квантовых точках. Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки, (3 (35)), 125-143.
4. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука. 1972. 584с.
5. Дьяконов, М. И., & Перель, В. И. (1972). О циркулярной поляризации рекомбинационного излучения полупроводников в слабом магнитном поле. ФТТ, 14(5), 1452.
6. Джигоев Р.И., Захарченя Б.П., Флейшер В.Г. Исследование парамагнетизма полупроводников по поляризации люминесценции в слабом магнитном поле // Письма в ЖЭТФ. Т.17. Вып.5. С. 244 (1973).
7. Аснин В.М., Бир Г.Л., Ломасов Ю.Н., Пикус Г.Е., Рогачев А.А. // Циркулярная поляризация рекомбинационного излучения германия в магнитном поле // ФТТ. Т.18. Вып.7. С. 2011 (1976).
8. Аверкиев Н.С., Аснин В.М., Ломасов Ю.Н., Пикус Г.Е., Рогачев А.А., Рудь Н.А. // Поляризация излучения связанного экситона в GaAs в продольном магнитном поле // ФТТ. Т.23. Вып.10. С. 3117 (1981).