

С.А. Жаугашева , К.А. Нұрлан* 

Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: kmlnurlan@gmail.com

КВАНТТЫҚ НҮКТЕНІҢ ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ СПЕКТРІН ОСЦИЛЛЯТОРДА ӨРНЕКТЕУ ӘДІСІМЕН АНЫҚТАУ

Жұмыста сыртқы магнит өрісінде орналасқан екі электронды кванттық жүйенің энергетикалық спектрі осцилляторда өрнектеу әдісімен анықталады. Энергетикалық спектрі параболалық конфайнмент потенциалы үшін ангармониялық түзетуді ескере отырып есептелінді. Осы жағдайлар үшін энергетикалық спектрдің ауытқуына талдау жасалды. Күшті магнит өрістерінде екі электронды жүйе үшін қарпу потенциалының параболалық сипаты туралы гипотеза өте орынды екендігі анықталады. Мұндай жүйенің қарапайым өкілі болып табылатын екі электронды кванттық нүктелердің қасиеттерін бақылау және басқару мүмкіндігі оларды болашақ компьютерлер үшін жаңа элементтер базасы ретінде пайдалануға мүмкіндік береді. Шағын бөлшекті электронды жүйелер теориялық және эксперименттік тұрғыдан үлкен қызығушылық тудырады. Бүгінде электрондық құрылғыларға арналған жартылай өткізгіш наноқұрылымдардың алуан түрлілігіне қарамастан, жақсартылған сипаттамалары бар материалды іздеу процесі жалғасуда. Өнеркәсіпте наноматериалдарды пайдалану қарқыны тез өсуде, бұл жаңа нысандарды құру үшін синтез әдістерін әзірлеуді ынталандырады. Жаңа кванттық-өлшемді құрылымдарды құру жүріп жатқан кванттық механикалық процестердің ішкі құрылымын нақты түсінуді талап етеді. Жұмыс барысында кванттық нүктенің энергетикалық спектрі параболалық конфайнмент потенциалы үшін ангармониялық түзетуді ескере отырып есептелді. Ол үшін энергия спектрінің тербелістеріне талдау жасалды. Сыртқы магнит өрісіндегі екі электронды кванттық нүктенің энергетикалық спектріне зерттеу кванттық нүктенің сипаттамаларын басқаруға мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: кванттық нүкте, кванттық жүйе, энергетикалық спектр, осцилляторда өрнектеу әдісі.

S.A. Zhaugasheva, K.A. Nurlan*

Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: kmlnurlan@gmail.com

Determination of the energy spectrum of a quantum dot by the method of oscillatory representation

In this paper, the energy spectrum of two-electron quantum systems located in an external magnetic field is determined by the method of expression on an oscillator. The energy spectrum was calculated taking into account the anharmonic correction for the parabolic confinement potential. For these conditions, an analysis of fluctuations in the energy spectrum was carried out. In strong magnetic fields, it turns out that the hypothesis of the parabolic nature of the retention potential for two electronic systems is quite plausible. The ability to control and control the properties of two-electron quantum dots, which are a common representative of such a system, allows them to be used as a new element base for future computers. Electronic systems with microparticles are of great interest both theoretically and experimentally. Today, despite the wide variety of semiconductor nanostructures for electronic devices, the process of searching for a material with improved characteristics continues. The pace of use of nanomaterials in industry is growing rapidly, which stimulates the development of synthesis methods to create new objects. The creation of new quantum-dimensional structures requires a clear understanding of the internal structure of the quantum-mechanical processes taking place. In the course of the work, the energy spectrum of the quantum dot was calculated taking into account the anharmonic correction for the parabolic confinement potential. To do this, an analysis of fluctuations in the energy spectrum was carried out. The study of the energy spectrum of two electronic quantum dots in an external magnetic field allows you to control the characteristics of a quantum dot.

Key words: quantum system, quantum dot, energy spectrum, method of oscillator representation

С.А. Жаугашева, К.А. Нұрлан*

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

*e-mail: kmlnurlan@gmail.com

Определение энергетического спектра квантовой точки методом осцилляторного представления

В работе энергетический спектр двухэлектронных квантовых систем, расположенных во внешнем магнитном поле, определяется методом выражения на осцилляторе. Энергетический спектр рассчитывался с учетом ангармонической коррекции для параболического конфайнмент-потенциала. Для этих условий был проведен анализ колебаний энергетического спектра. В сильных магнитных полях выясняется, что гипотеза о параболическом характере потенциала удержания для двух электронных систем вполне правдоподобна. Возможность контролировать и управлять свойствами двухэлектронных квантовых точек, которые являются обычным представителем такой системы, позволяет использовать их в качестве новой элементной базы для будущих компьютеров. Электронные системы с микрочастицами представляют большой интерес как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. Сегодня, несмотря на большое разнообразие полупроводниковых наноструктур для электронных устройств, процесс поиска материала с улучшенными характеристиками продолжается. Темпы использования наноматериалов в промышленности быстро растут, что стимулирует разработку методов синтеза для создания новых объектов. Создание новых квантово-размерных структур требует четкого понимания внутренней структуры происходящих квантово-механических процессов. В ходе работы энергетический спектр квантовой точки рассчитывался с учетом ангармонической коррекции для параболического конфайнмент-потенциала. Для этого был проведен анализ колебаний энергетического спектра. Исследование энергетического спектра двух электронных квантовых точек во внешнем магнитном поле позволяет контролировать характеристики квантовой точки.

Ключевые слова. Квантовая система, квантовая точка, энергетический спектр, метод выражения на осцилляторе.

Кіріспе

Өздігінен ұйымдастырылған кванттық нүктелері (КН) бар гетероқұрылымдар оптоэлектроникада, атап айтқанда талшықты-оптикалық байланыс желілері үшін жоғары тиімді инъекциялық лазерлер жасаудағы перспективаларының арқасында зерттеушілердің қызығушылығын арттырды. Екіншіден, интенсивті электромагнитті өрістің әр түрлі наноқұрылымдармен өзара әсерлесуі де қарқынды зерттелуде. Электромагнитті өрістің наноқұрылымдармен өзара әсерлесуіне деген қызығушылықтың артуы наноқұрылымдардың көптеген түрлерінің қолданысқа енуіне байланысты, және осы бағытта көптеген эксперименттік және теориялық жұмыстардың пайда болуына алып келді [1]. Сол наноқұрылымдарды қалыптастыру және олардың өзара әрекеттесуін түсіндіру қазіргі заманауи теориялық зерттеулердің негізгі мәселесі болып табылады. Біріншіден, электрондар арасында тебіліс күші әрекет етеді, бірақ қазіргі технологиядағы прогресс жартылай өткізгіш наноқұрылымдарды – кванттық нүктелерді (шұңқырларды) құруға мүмкіндік береді, онда электрондардың ақырлы саны атомдық өлшем-

дердің реті бойынша шектеулі көлемде "құлып-талады". Екінші жағынан, кванттық нүктелердің қасиеттерін бақылау және басқару мүмкіндігі оларды болашақ компьютерлер үшін жаңа элементтер базасы ретінде пайдалануға мүмкіндік береді.

Практикалық қолдану тұрғысынан кванттық нүктелерге кең перспективалар ашылады. Идеал кванттық нүктелер жүйесінің энергетикалық спектрі 5 функциялардың жиынтығы болып табылады, сондықтан мұндай жүйелерді қолдану оптикалық құрылғыларды құрудың сапалы жаңа деңгейіне, мысалы, тар сызығы бар және температураға сезімталдығы төмен жартылай өткізгіш лазерлерге қол жеткізуге мүмкіндік береді [2]. Жалғыз кванттық нүктенің энергетикалық спектрі атомдық деңгейлерге жақын, бұл кванттық нүктелер негізінде бір электронды транзисторлар мен жад элементтерін құруға мүмкіндік береді.

Жұмыстың мақсаты – сыртқы магнит өрісіндегі екі электрондық кванттық нүктенің энергетикалық спектрін анықтау. Жұмыс кванттық өріс теориясының идеялары мен әдістеріне негізделген осцилляторда өрнектеу әдісінде орындалған.

Зерттеу материалдары мен тәсілдер

Жұмыста потенциалы $V_c(r)$ болатын екі электронды жүйенің энергетикалық спектрін анықтау үшін осцилляторда өрнектеу әдісі қолданылады [4]. $z = 0$ жағдайын қарастырайық, яғни кванттық нүктенің моделі бола алатын екі өлшемді жүйені қарастырайық. Екі электронды жүйенің салыстырмалы қозғалысының гамильтонианы:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2} \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{m^2}{\rho^2} \right] + \frac{\hbar^2}{2} \cdot \Omega^2 \rho^2 + \frac{k\sqrt{\hbar\omega_0}}{\rho} - \hbar^2 \sqrt{\hbar} W \rho^3 + \hbar^3 G \rho^4 - \frac{\hbar\omega_0}{8} + \frac{1}{2} m \hbar \omega_c \quad (1)$$

мұндағы $m = 0, \pm 1, \dots$ – магниттік кванттық сан, және

$$\omega_r^2 = \frac{\lambda^2 \omega_0^2}{12}, \quad W = \frac{\lambda^3}{48} \omega_0^2 \sqrt{\omega_0} \\ \Omega = \sqrt{\omega_r^2 + \frac{\omega_c^2}{4}}, \quad G = \frac{\lambda^2 \omega_0^2}{160}, \quad k = \frac{\ell_0}{a^*}. \quad (2)$$

(1) гамильтонианы үшін Шредингер теңдеуі:

$$\left[\frac{1}{2} P_\rho^2 + \frac{\hbar^2}{2} \Omega^2 \rho^2 + \frac{k\sqrt{\hbar\omega_0}}{\rho} - \hbar^2 \sqrt{\hbar} W \rho^3 + \hbar^3 G \rho^4 \right] \Psi_m = U_m \Psi_m \quad (3)$$

мұндағы U_m – энергетикалық параметр:

$$U_m = E_m + \frac{\hbar\omega_0}{8} - \frac{m}{2} \hbar\omega_c \quad (4)$$

Ең алдымен тек параболалық потенциалды жағдайда энергетикалық спектр үшін келесі қарастырамыз, яғни $W = 0$ және $G = 0$. Бұл өрнекті аламыз:

$$E_m = \hbar\omega_0 \left\{ -\frac{1}{8} + t \frac{m}{2} + x^2 (1 + |m|) \sqrt{\frac{\sigma^2}{2} \left(\frac{1}{6} + \sigma^2 \right) + \frac{t^2}{4}} + \frac{3kx}{2} \left[\frac{\sigma^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{6} + \sigma^2 \right) + \frac{t^2}{4} \right]^{\frac{1}{4}} \frac{\Gamma(|m| + \frac{1}{2})}{\Gamma(1 + |m|)} + \frac{t}{4} [1 - (-1)^m] \frac{m^*}{m_\ell} g^* \right\} \quad (5)$$

x параметрі

$$x^4 + x^3 \cdot \frac{k}{\left[\frac{\sigma^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{6} + c^2 \right) + \frac{t^2}{4} \right]^{\frac{1}{4}}} \cdot \frac{\Gamma(|m| + \frac{1}{2})}{\Gamma(2 + |m|)} - 1 = 0 \quad (6)$$

өрнегінен анықталады.

Спиндік гамильтонианның меншікті мәндері стандартты түрде анықталады:

мұндағы

$$\omega_c = eB/cm^* \equiv B/m^*$$

$$E_{spin} = \hbar\omega_0 g^* [1 - (-1)^m] \frac{t}{4} \cdot \frac{m^*}{m_\ell} \quad (7)$$

Спиндік өзара әсерлесудің энергетикалық спектрі Паули принципіне сай анықталған: егер толық толқындық функцияның кеңістіктік

бөлігі $r \rightarrow -r$ инверсиясына қатысты симметриялы (антисимметриялы) болса, онда сәйкес спиндік күй синглет болуы тиіс (триплет). Мұндағы $t = \omega_c/\omega_0$ – магниттік өрістің салыстырмалы кернеуі, ал g^* эффективті Ланде факторы болып табылады. (5) өрнегіне екі электронның магнит өрісіндегі өзара әсерлесуімен байланысты Зееман эффектінің үлесі кіріктірілген. (5) және (6) өрнектері кванттық нүктенің негізгі күйлерін кванттық нүктенің $k = \ell_0/a^*$ өлшемі және магнит өрісінің t салыстырмалы кернеуінің функциясы ретінде анықтауға мүмкіндік береді.

Зерттеу нәтижелері мен талқылау

(3) гамильтонианының энергетикалық спектрін анықтауға көшейік. Бұл жағдайда айнымалылар ауыстыру келесідей:

$$\rho = q^{2\alpha}$$

$$\Psi_m = q^{2\alpha|m|} \cdot \Phi_m(q) \quad (8)$$

мұндағы α параметрі толқындық функцияның үлкен қашықтықтардағы күйімен байланысқан. Потенциалдың құрылымында ангармоникалық мүшелердің болуына байланысты α параметрін анықтауда [5] жұмысының нәтижелеріне сүйенеміз. ρ шамасының үлкен мәндерінде

толқындық функцияның асимптотикасы $\sim G\rho^4$ ангармоникалық мүшесімен анықталады, сонымен қатар $\alpha = 1/3$. G және W шамаларының аз мәндерінде, толқындық функция гаусстік толқындық функцияға жақын болғандықтан [6], $\alpha = 1/2$. Бұл шек параболалық конфайнмент потенциалына сәйкес келеді. Осылайшы, нөлдік жуықтауда негізгі күй энергиясын минимизациялаудағы вариациялық параметр ретінде қарастырылып отырған α параметрі

$$1/3 \leq \alpha \leq 1/2$$

интервалында өзгере алады.

1-суретте α параметрінің $t = \omega_c/\omega_0$ магнит өрісінің кернеуіне тәуелділігі $m = 0 - 1, -2, -3, \dots$ күйлерінде кескінделген. Талдаудың қорытындысынан байқалатындай, m магниттік кванттық санының аз абсолюттік мәніндегі күйі үшін $\alpha < 1/2$. Магнит өрісі шамасының өсуімен α параметрі гаусстік толқындық функцияға сәйкес келетін $\alpha = 1/2$ шегіне асимптотикалық ұмтылады. Осцилляторда өрнектеу әдісіне α параметрінің енгізілуі Дайсон феномені мәселесін сәтті айналып өтуге мүмкіндік береді [7].

(3) өрнегін түрлендіре отырып модификацияланған Шредингер теңдеуін аламыз:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{\partial^2}{\partial q^2} + \frac{d-1}{q} \frac{\partial}{\partial q} \right] + 4k\sqrt{\hbar\omega_0}\alpha^2 q^{2(\alpha-1)} + 2\alpha^2 \hbar^2 \Omega^2 q^{2(4\alpha-1)} - 4\hbar^2 \sqrt{\hbar}\alpha^2 W q^{2(5\alpha-1)} + 4\hbar^3 \alpha^2 G q^{2(6\alpha-1)} - 4\alpha^2 U_m q^{2(2\alpha-1)} \right\} \Phi_m(q^2) = 0 \quad (9)$$

мұндағы $d = 2 + 4\alpha|m|$. Нөлдік жуықтаудағы негізгі күй энергиясы:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0(U_m) = & \frac{d\omega\hbar}{4} - \frac{4\alpha^2 U_m}{(\omega\hbar)^{(2\alpha-1)}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 2\alpha - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} + \frac{4k\sqrt{\hbar\omega_0}\alpha^2}{(\omega\hbar)^{(\alpha-1)}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + \alpha - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} - \\ & - \frac{4\hbar^2 \sqrt{\hbar}\alpha^2 W}{(\omega\hbar)^{(5\alpha-1)}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 5\alpha - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} + \frac{2\alpha^2 \hbar^2 \Omega^2}{(\omega\hbar)^{(4\alpha-1)}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 4\alpha - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} + \\ & + \frac{4\hbar^3 \alpha^2 G}{(\omega\hbar)^{(6\alpha-1)}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 6\alpha - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} \end{aligned} \quad (10)$$

ал өзара әсерлесу гамильтонианы үшін:

$$H_I = \int_0^{\infty} d\tau \int \left(\frac{d\eta}{\sqrt{\pi}}\right)^d e^{-\eta^2(1+\tau)} e_2^{-2i\sqrt{x\hbar\omega}(q\eta)} \times \left[\frac{4k\sqrt{\hbar\omega_0}\alpha^2}{(\omega\hbar)^{(\alpha-1)}} \cdot \frac{\tau^{-\alpha}}{\Gamma(1-\alpha)} - \frac{4\hbar^2\sqrt{\hbar}\alpha^2 W}{(\omega\hbar)^{(5\alpha-1)}} \cdot \frac{\tau^{-5\alpha}}{\Gamma(1-5\alpha)} - \frac{4\alpha^2 U_m}{(\omega\hbar)^{(2\alpha-1)}} \right. \\ \left. + \frac{\tau^{-2\alpha}}{\Gamma(1-2\alpha)} + \frac{2\alpha^2\hbar^2 G^2}{(\omega\hbar)^{(4\alpha-1)}} \cdot \frac{\tau^{-4\alpha}}{\Gamma(1-4\alpha)} + \frac{4\hbar^3\alpha^2 G}{(\omega\hbar)^{(6\alpha-1)}} \cdot \frac{\tau^{-6\alpha}}{\Gamma(1-6\alpha)} \right] \quad (11)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_0(U_m)}{\partial \omega} = 0 \quad (12) \quad \text{потенциалдың басқа да параметрлері анықталады.}$$

(12), (10) ескере отырып және (2) мәнін қолданып, энергетикалық спектр үшін қажетті түрлендірулерден кейін: өрнегінен ω параметрін U_m энергиясының функциясы ретінде анықтаймыз, сонымен қатар

$$\frac{E_m}{\hbar\omega_0} = \min_{\alpha} \left\{ -\frac{1}{8} + \frac{m}{2} \cdot t + \frac{t m^*}{4 m_{\rho}} [1 - (-1)^m] g^* + \frac{z^2}{4\alpha} \cdot \frac{\sqrt{\Gamma(2+2\alpha|m|)\Gamma(4+2\alpha|m|)}}{\Gamma(2\alpha+2\alpha|m|)} \cdot \sqrt{\frac{2}{3} + t^2} + \frac{3k\sqrt{\alpha}}{2} \cdot z \cdot \frac{\Gamma(\alpha+2\alpha|m|)}{\Gamma(2\alpha+2\alpha|m|)} \cdot \left[\frac{\Gamma(4\alpha+2\alpha|m|)}{\Gamma(2+2\alpha|m|)} \cdot \left(\frac{2}{3} + t^2\right)^{\frac{1}{4}} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{3}{96z^3\alpha^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\Gamma(5\alpha+2\alpha|m|)}{\Gamma(2+2\alpha|m|)} \cdot \left[\frac{\Gamma(2+2\alpha|m|)}{\Gamma(4\alpha+2\alpha|m|)} \cdot \left(\frac{2}{3} + t^2\right)^{-1} \right]^{\frac{3}{4}} - \frac{4}{160z^4\alpha^2} \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \frac{\Gamma(6\alpha+2\alpha|m|)}{\Gamma(2+2\alpha|m|)} \cdot \frac{\Gamma(2+2\alpha|m|)}{\Gamma(4\alpha+2\alpha|m|)} \cdot \left(\frac{2}{3} + t^2\right)^{-1} \right] \right\} \quad (13)$$

z параметрі келесі өрнектен анықталады:

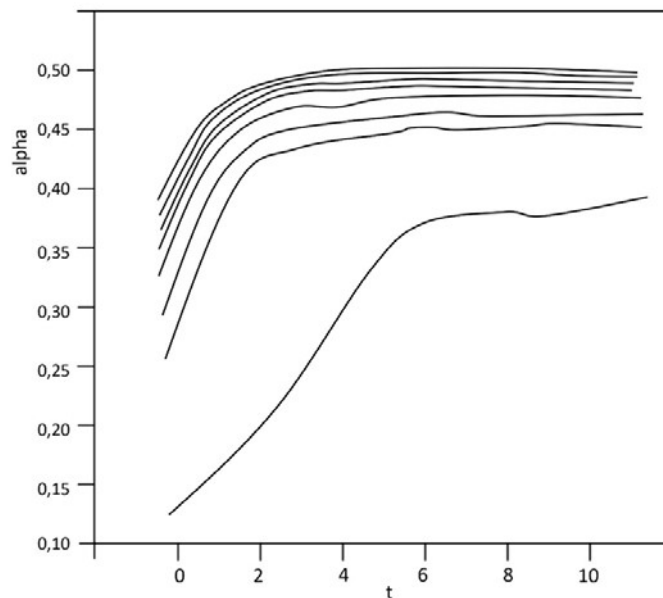
$$z^4 + 4k\alpha^{3/2}z^3 \cdot \frac{\Gamma(\alpha+2\alpha|m|)}{\Gamma(2+2\alpha|m|)} \cdot \left[\frac{\Gamma(2+2\alpha|m|)}{\Gamma(4\alpha+2\alpha|m|)} \cdot \left(\frac{2}{3} + t^2\right)^{-1} \right]^{\frac{1}{4}} - 1 + \frac{3}{4z\sqrt{\alpha}} \\ \cdot \frac{\Gamma(5\alpha+2\alpha|m|)}{\Gamma(2+2\alpha|m|)} \cdot \left[\frac{\Gamma(2+2\alpha|m|)}{\Gamma(4\alpha+2\alpha|m|)} \cdot \left(\frac{2}{3} + t^2\right)^{-1} \right]^{\frac{5}{4}} - \frac{4}{z^2 10\alpha} \\ \cdot \frac{\Gamma(6\alpha+2\alpha|m|)}{\Gamma(2+2\alpha|m|)} \cdot \left[\frac{\Gamma(2+2\alpha|m|)}{\Gamma(4\alpha+2\alpha|m|)} \cdot \left(\frac{2}{3} + t^2\right)^{-1} \right]^{\frac{3}{2}} = 0 \quad (14)$$

(13) энергетикалық спектрі (5) қарпу потенциалының параболалық сипатына негізделген энергетикалық спектрден өзгешелігі айқын. 2-суреттен энергетикалық спектрдің кванттық нүктенің $k = \ell_0/a^*$ өлшемінен және магнит өрісінің $t = \omega_c/\omega_0$ салыстырмалы кернеуінен тәуелділігі параболалық және квази-параболалық потенциалдар үшін ұқсас екендігі көрінеді. Дегенмен, әлсіз магнит өрісінде син-

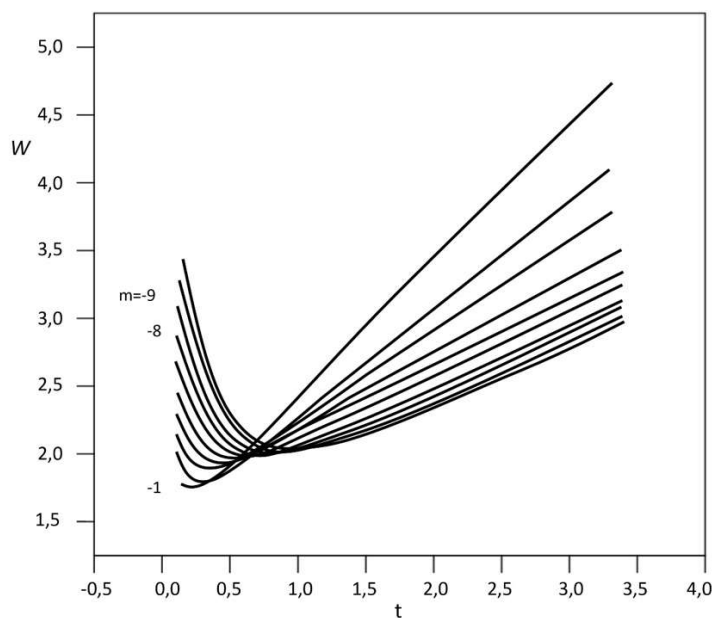
глет-триплеттік ауысулар квази-параболалық потенциал үшін магнит өрісінің біршама жоғары мәндерінде жүреді (2a және 2b суреттер). Біз әлсіз магнит өрісінде қарпу потенциалы параболалық конфайнмент потенциалынан өзгешеленеді деп күтудеміз. Дәл сол сәтте күшті магнит өрістерінде $\omega_c \gg \omega_0$, яғни $t \rightarrow \infty$ шегінде (13) және (12) талдауынан квази-параболалық құрылыммен байланысқан (5) потенциалының

үлесі әлсіз екендігі байқалады. Осылайша, күшті магнит өрістерінде екі электронды жүйе үшін қарпу потенциалының параболалық сипаты

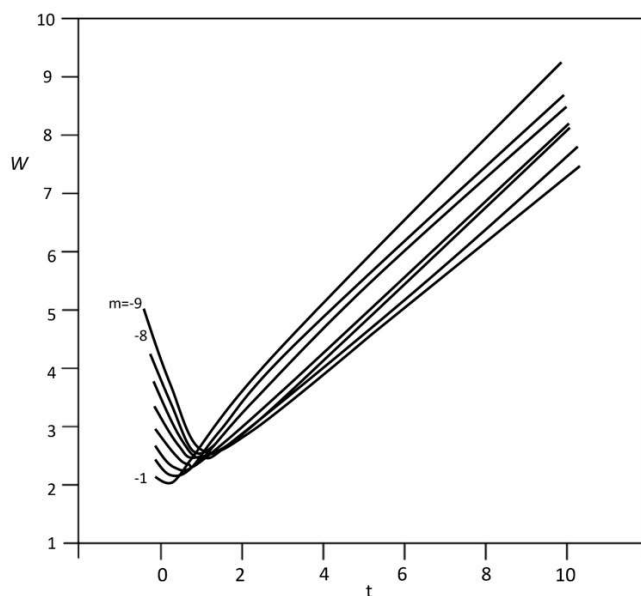
туралы гипотеза өте орынды. Жүргізілген есептеулерде біз *GaAs* үшін келесі шамаларды қолдандық: $m^* = 0.067m_e$ және $g^* = -0.44$.



1-сурет. Магниттік кванттық санның әр түрлі мөндері үшін α параметрінің сыртқы магнит өрісінің $t = \omega_c/\omega_0$ салыстырмалы кернеуінен тәуелділігі. Төменгі деңгей $m = -1$, келесі деңгей $m = -2$ және т.б.



2а-сурет. Параболалық потенциал үшін $t = \omega_c/\omega_0$ сыртқы магнит өрісінің салыстырмалы кернеуіне байланысты Зееман әсерін ескере отырып, салыстырмалы қозғалыс гамильтонианының $W = E/\hbar\omega_0$ энергетикалық спектрлері.



2b-сурет. Квази-параболалық потенциал үшін $t = \omega_c/\omega_0$ сыртқы магнит өрісінің салыстырмалы кернеуіне негізделген Зееман әсерін ескере отырып, салыстырмалы қозғалыс гамильтонианының $W = E/\hbar\omega_0$ энергетикалық спектрлері.

Қорытынды

Нанометрлік өлшемдегі жүйелер соңғы жылдары физикада жаңа зерттеу аймағының пайда болуына алып келді. Аз бөлшекті электрондық жүйелер теориялық тұрғыдан да, эксперименталды тұрғыдан да үлкен қызығушылық тудырды. Электронды құрылғылар үшін көптеген компоненттердің пайда болуына себепші болған жартылай өткізгіштік наноқұрылымдардың әр түрлілігіне қарамастан, сипаттамалары жақсартылған материалды іздеу процесі әлі де жалғасуда. Өнеркәсіпте наноматериалдарды пайдалану қарқыны тез өсуде, бұл өз

кезегінде жаңа объектілерді құру үшін синтездеу әдістерінің дамуын ынталандырады. Жаңа кванттық өлшемді құрылымдарды құру жүріп жатқан кванттық механикалық процестердің ішкі құрылымын нақты түсінуді талап етеді. Жұмыс барысында кванттық нүктенің энергетикалық спектрі параболалық конфайнмент потенциалы үшін ангармониялық түзетуді ескере отырып, есептелінді. Осы жағдайлар үшін энергетикалық спектрдің ауытқуына талдау жасалды. Зерттеу барысында есептелінген сыртқы магнит өрісіндегі екі электронды КН энергетикалық спектрі кванттық нүктенің сипаттамаларын басқаруға мүмкіндік береді.

Әдебиеттер

1. Федорович С.В., Проценко И.Е. Квантовая электроника, 46, 45 (2016) [Quantum Electron., 46, 45 (2016)].
2. Саранцева Т.С., Силаев А.А., Веденский Н.А., Фролов М.И., Манаков Н.Л. Квантовая электроника, 46, 366 (2016) [Quantum Electron., 46, 366 (2016)].
3. Reimann S. M., Manninen M. Electronic structure of quantum dots //Reviews of Modern Physics. – 2002. – Vol. 74. – No. 4. – P. 1283.
4. Levchuk E. A., Makarenko L. F. On controlling the electronic states of shallow donors using a finite-size metal gate //Semiconductors. – 2016. – Vol. 50. – No. 1. – P. 89-96.
5. Dineykhon M., Efimov G.V., Ganbold G. and Nedelko S.N. “Oscillator representation in quantum physics”. //Lecture Notes in Physics-Springer-Verlag. -Berlin. -1995.-m 26.
6. M. Kammermeier, A. Seith, P. Wenk and J. Schliemann, Persistent spin textures and currents in wurtzite nanowire-based quantum structures // arXiv:2001.06571v2 8 May 2020 [cond-mat.mes-hall] (2020).
7. Mazur, A.M. Shirokov, A.I. Mazur, J.P. Vary, Description of resonant states in the shell model // arXiv:1512.03983 [nucl-th] p. 1-11 (2015).

References

1. Федорович С.В., Проценко И.Е. Квантовая электроника, 46, 45 (2016) [Quantum Electron., 46, 45 (2016)].
2. Саранцева Т.С., Силаев А.А., Веденский Н.А., Фролов М.И., Манаков Н.Л. Квантовая электроника, 46, 366 (2016) [Quantum Electron., 46, 366 (2016)].
3. Reimann S. M., Manninen M. Electronic structure of quantum dots //Reviews of Modern Physics. – 2002. – Vol. 74. – No. 4. – P. 1283.
4. Levchuk E. A., Makarenko L. F. On controlling the electronic states of shallow donors using a finite-size metal gate //Semiconductors. – 2016. – Vol. 50. – No. 1. – P. 89-96.
5. Dineykhan M., Efimov G.V., Ganbold G. and Nedelko S.N. “Oscillator representation in quantum physics”. //Lecture Notes in Physics-Springer-Verlag. -Berlin. -1995.-m 26.
6. M. Kammermeier, A. Seith, P. Wenk and J. Schliemann, Persistent spin textures and currents in wurtzite nanowire-based quantum structures // arXiv:2001.06571v2 8 May 2020 [cond-mat.mes-hall] (2020).
7. Mazur, A.M. Shirokov, A.I. Mazur, J.P. Vary, Description of resonant states in the shell model // arXiv:1512.03983 [nucl-th] p. 1-11 (2015).