

MUNDARIJA

Kirish.....	3
--------------------	----------

I bob. To'liqin funksiya va Shredinger tenglamasini yechish

1.1. To'liqin funksiya.....	5
1.2. De-broyl to'liqinining fizik ma'nosi.....	7
1.3. Shredinger to'liqin tenglamasi.....	10
1.4. Statsionar holat.....	11
1.5. Shredinger tenglamasini yechish usullari.....	13
1.6. Potensial o'radagi zarra.....	14
1.7. Cheksiz chuqurlikli potensial o'ra.....	16
1.8. Chekli chuqurlikdagi potensial o'ra.....	18
1.9. Differensial tenglamalarni yechish usullari.....	23

II bob. Woods-Saxon potentsiali uchun sonli yechim

2.1. Woods-Saxon potentsiali.....	28
2.2. Woods-Saxon maydoni uchun Shredinger tenglamasi.....	30
2.3. Tri-diagonal matritsani yechish.....	34
2.4. Python kod.....	36
2.5. Natijalar.....	44

Xulosa.....	51
--------------------	-----------

Foydalanilgan adabiyotlar.....	52
---------------------------------------	-----------

Kirish

Bitiruv malakaviy ishining dolzarbligi va asoslanishi

Kvant mexanikasi – harakat kattaligi bo'yicha Plank doimiysi bilan taqqoslanadigan hodisalarni tavsiflovchi fizika bo'limidir. Kvant mexanikasi xulosalari Klassik mexanika xulosalaridan keskin farq qilishi mumkin. Plank doimiysi odatiy obyektlar harakati bilan taqqoslaganda judayam kichik qiymatga egaligi sababli, kvant effektlar mikroskopik masshtablardagina seziladi. Agar sistema fizik harakati Plank doimiysidan ko'p marta katta bo'lsa kvant mexanikasi klassik mexanikaga o'tadi. O'z navbatida, kvant mexanikasi kvant maydon nazariyasining norelyativistik yaqinlashishidir.

Makroskopik masshtabdagi obyektlar sistemasini yaxshi tavsiflovchi klassik mexanika molekulalar, atomlar, elektronlar va fotonlar darajasidagi harakatlarni ifodalashga ojizlik qiladi. Kvant mexanikasi atomlar, ionlar, molekulalar, kondensirlangan muhitlar va boshqa elektron-yadro tuzilishli sistemalarning o'zini tutishini aniq tavsiflay oladi. Kvant mexanikasi elektronlar, fotonlar va boshqa elementar zarralar o'zini tutishi tavsiflay oladi, ammo, elementar zarralarning yanada aniqroq relyativistik invariant tavsifi maydon kvant nazariyasi chegarasida yaratiladi. Tajribalar kvant mexanikasi yordamida olingan natijalarni tasdiqlaydi.

Shunday qilib, kvant mexanikasi fanda yangi ufqlar ochishga imkon beradigan turtkidir. Shredinger tenglamasi spinsiz, yorug'lik tezligidan ancha kichik tezlikda harakatlanuvchi zarralar uchun mo'ljallangan. Tez zarralarni o'rganishda uning umumlashmalaridan foydalaniladi.

Shredinger tenglamasini turli potentsialli maydonlar uchun yechib ko'rish orqali shu maydonda zarracha o'zini qanday tutishini bilishimiz mumkin. Bu zarracha uchun to'liq funksiyasini topish bilan amalga oshiriladi. Shu orqali turli energiyali zarrachalarni potensial maydonning turli nuqtalarida aniqlanish ehtimolligini bila olamiz.

Avvaliga chekli va cheksiz chuqurlikli potensial o'rada zarracha uchun to'liq funksiya aniqlaymiz. Bu o'ralarning ahamiyatli jihati shundaki, o'ra

chegaralari keskin bir potensialdan ikkinchisiga o'zgaradi. Bu eng sodda holat bo'lgani uchun ko'p darsliklarda shu namunalarni ko'rishimiz mumkin. Lekin tabiatda aynan shu shaklli potensial o'ralar mavjud emas. Izlanishlar davomida o'rganiladigan, umuman, tabiatda uchraydigan hech qanday potensial keskin o'zgarmaydi. Bunga eng yaqin, o'xshash holatni Woods-Saxon potensialida ko'rishimiz mumkin. Shuning uchun ham Bitiruv Malakaviy Ishida Woods-Saxon potentsiali maydonida zarracha uchun to'lqin funksiyasini aniqlaymiz va yechimni kvadratik va kubik shaklli potensial o'ralar uchun olgan yechimimizga o'xshash yoki o'xshash emasligini tekshiramiz

Bitiruv malakaviy ishining maqsad va vazifalari. Bitiruv malakaviy ishining maqsadi, zarracha to'lqin funksiyasi ko'rinishini Woods-Saxon potentsiali maydonida o'rganish va boshqa shaklli potensial o'ralarda olingan to'lqin funksiyalar bilan solishtirish.

Bitiruv malakaviy ishi predmeti va ob'ekti. Bitiruv malakaviy ishda turli potensial maydonlarda zarrachalar to'lqin funksiyasini aniqlashga bag'ishlangan ilmiy maqolalar, hisoblash muhiti tadqiqot predmeti va ob'ekti bo'lib xizmat qiladi.

Bitiruv malakaviy ishining ilmiy ahamiyati shundan iboratki, o'zbek tilida sohamizda yechish talab etiladigan differensial tenglamalar, xususan Shredinger tenglamasini raqamli yechish bo'yicha adabiyotlar yetarli emas. Ish davomida Woods-Saxon, kvadratik va kubik potensial maydonlar uchun chekli potensial o'radagi zarracha to'lqin funksiyasi va energetik sathlarni sonli usulda hisoblanadi. Ushbu ishda ko'rilgan algoritmdagi potensial maydon funksiyasi ifodasi ko'rinishini o'zgartirish orqali ixtiyoriy maydondagi zarracha uchun Shredinger tenglamasini sonli yechish mumkin.

Bitiruv malakaviy ishining yangiligi. Ixtiyoriy funksiyaga mos potensial o'ra uchun Shredinger tenglamasini yechish va natijani vizualizatsiya qilish imkonini beruvchi dastur tuzilib masalaga moslashtirildi. Bir necha xil potensial o'ralar uchun Shredinger tenglamasi yechilib natijalar solishtirildi.

Bitiruv malakaviy ishi 53 betdan iborat.

I. TO'LQIN FUNKSIYA SHREDINGER TENGLAMASI YECHIMI

1.1 To'lqin funksiya

Yorug'lik fotonlardan iborat degan tushuncha Plank va Eynshteyn urinishlari sababli kirib keldi. Bu tushuncha absolyut qora jismning nurlanish spektrini, fotoeffekt va Kompton effektini tushuntirishda yordam berdi.

Kvant mexanikasida atom obyektlari xususiyatlari qo'shimcha kattalik – to'lqin funksiyasi bilan ifodalanadi. Bir zarrani ifodalovchi to'lqin funksiyasi radius vektor va vaqtning kompleks va uzluksiz funksiyasidir. To'lqin funksiya $\psi(r,t)$ zarracha harakatini aniqlovchi differensial tenglamani qanoatlantiradi. Bu tenglama Shredinger tenglamasi deyiladi. Bu mexanikadagi Nyuton tenglamalarini o'rnini kvant mexanikasida bajaradi.

Massasi m va impulsi p bo'lgan zarra energiyasi

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad (1)$$

Albatta zarrachaning erkin harakatlanishi idealizatsiya. Zarracha impulsi uning harakat yo'nalishi va kinetik energiyasi bilan aniqlanadi. Elektron U potensiallar farqini o'tgan desak,

$$p = \sqrt{2meU}$$

Bu yerda e – elektron zaryadi.

Devisson va Jermer tajribalaridan ma'lumki, elektronlar oqimi davriy struktura bilan ta'sirlashganda qurilma elektronlarning aniq to'lqin uzunligiga ega to'lqinning fazoviy taqsimlanishi bilan o'xshash taqsimlanishini aniqlaydi. Bu to'lqin uzunligi

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{p} \quad (2)$$

1923-yilda Lui de-Broyl kvant nazariyasini rivojlantirish uchun muhim qadam qoʻydi. U tabiatdagi simmetriyaga asoslanib, agar yorug'lik, jumladan fotonlar toʻlqin xususiyatdan tashqari korpuskular xususiyatlarni ham namoyon qilar ekan, zarrachalar ham korpuskular xususiyatlar bilan bir qatorda toʻlqin xususiyatlariga ham ega kerak degan gʻoyani ilgari surdi. N. Bor tomonidan postulatlar kiritish orqali vodorod atomi nurlanishlari tushuntirib berilgan boʻlsa, de-Broyl gʻoyalari Bor nazariyasini tushuntirib berdi.

Uning fikricha atomdagi har bir elektronga turgʻun toʻlqin mos keladi. Bor nazariyasiga koʻra elektronlar doiraviy orbitalar boʻylab harakatlangani uchun, de-Broylning fikricha elektronga atomdagi oʻz-oʻziga tutashuvchi doiraviy turg'un toʻlqinlar mos keladi. Mana shu tasdiqqa asoslangan holda Borning kvantlanish shartlari va ulardan kelib chiqadigan natijalar toʻla asoslandi. Shunday qilib, de-Broyl p impulsiga ega boʻlgan elektronni, toʻlqin uzunligi λ bilan bogʻlash kerakligini taʼkidladi.

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (3)$$

Elektronning erkin harakati De Broylning yassi toʻlqini uzunligi toʻlqin funksiyasi bilan ifodalanishi mumkin:

$$\psi(r, t) = A \exp(i(\omega t - kr)) \quad (4)$$

$$\omega = \frac{E}{h} = \frac{p^2}{2m\hbar}, \quad k = \frac{p}{h} \quad (5)$$

Zarrachalarning toʻlqin hamda korpuskulyar xarakteristikatalari orasidagi bogʻlanishni fotonga hos boʻlgan koʻrinishga ega deb qaraladi:

$$E = \hbar\omega \quad (6)$$

$$p = \hbar k$$

Bu tenglamalar de-Broylning asosiy tenglamalari sanalib, ulardan ω va k ni aniqlashimiz mumkin:

$$\omega = \frac{E}{\hbar}$$

$$k = \frac{\hbar}{p}$$

Endi bular orqali de-Broyl to'liqini boshqacha ifodalashimiz mumkin:

$$\psi(r, t) = A \exp\left(\frac{i}{\hbar}(Et - pr)\right) \quad (7)$$

1.2 De-Broyl to'liqining fizik ma'nosi

Endi de-Broyl to'liqining fizik ma'nosini aniqlashga o'tamiz. Avvalo to'liq va zarracha o'rtasidagi asosiy farqni eslatib o'taylik. Ma'lumki, to'liq qandaydir davomiylikka ega va u o'zini bir vaqtda fazoning turli yerlarida namoyon qila oladi. Zarracha esa aniq bir vaqt momentida faqatgina bir yerda oshkor bo'la oladi. Aynan shuning uchun Plank, Eynshteyn va de-Broyl g'oyalari tajriba natijalarini tushuntirgan bo'lsa ham, avvaliga bu g'oyalarda qandaydir ichki qarama-qarshilik mavjuddek tuyuladi. Misol tariqasida, yorug'likning ikki tirqishdagi difraksiyasini batafsil tahlil qilaylik. Ma'lumki, ikki tirqishli ekrandan o'tgan yorug'lik uning orqasiga qo'yilgan fotoplastinkada interferensiyalar manzarani hosil qiladi: fotoplastinkada maksimum va minimumlarning almashinuvi kuzatiladi. Bu tajribada yorug'likning to'liq tabiati haqida ikki dalilga egamiz:

1. Fotoplastinkaning turli yerlari bir vaqtda uzluksiz ravishda qorayishi.
2. Yorug'likni to'liq deb qarovchi nazariya asosida kelib chiqqan formulalarga interferensiyalar manzaraning aynan mos kelishi. Endi tushayotgan yorug'lik intensivligi juda kichik miqdorga kamaytirildi deb faraz qilaylik. Mazkur holda, fotoplastinkaning qorayishi tartibsiz joylashgan nuqtalar ko'rinishida bo'lishi kerak va fotoplastinkaning o'zi mohir bo'lmagan mergan tomonidan otilgan nishonni eslatishi kerak. Bu tajribaviy misolni yorug'likning fotonlardan iboratligini

va ular fotoplastinka bilan to'qnashganda o'zlarini zarracha kabi tutishini isbotlash uchun keltirish mumkin. Demak, yuqorida aytilgan yorug'likning to'lqin tabiatini isbotlovchi birinchi dalilni tushirib qoldirilsa ham bo'ladi, chunki fotoplastinkaning uzluksiz xarakterga ega bo'lgan qorayishini faqatgina odatdagi yorug'likda fotonlarning ko'pligi bilan tushuntirish mumkin. Hayoliy tajribani davom ettiraylik: katta vaqt oralig'ida tirqishlardan ketma-ket fotonlarni yuboraylik, ya'ni intensivlikni avvalgicha kichik deb hisoblab, ekspozitsiya vaqti oshiriladi. Bunda qanday natijaga erishiladi? Qizig'i shundaki, fotoplastinkadagi qora nuqtalarning soni ko'paygani sari, Ular o'zaro tutashib, aniq interferensiyon manzarani hosil qilgan ekan. Demak, fotonlar fotoplastinka bilan o'zaro ta'sir qilganda flint zarracha kabi namoyon etishiga qaramay, ularning tabiatini baribir qandaydir sirli to'lqin boshqarib turishini tan olmay ilojimiz yo'q. Modomiki, yuborilayotgan fotonlar oralig'idagi vaqt juda katta ekan, demak, ular mustaqil fotonlardir va shuning uchun oldinroq ta'kidlaganimizdek, bu to'lqin ayrim fotonning xususiyatidir deb ham tan olish lozim. Lekin g'alati bir hol bor: bu to'lqin ayrim foton xarakteristikasi bolishiga qaramay, u o'zini faqat ko'p miqdordagi mustaqil fotonlar mavjud sharoitdagina aniq namoyon qiladi (Biz bilamizki, bitta foton fotoplastinkada faqat bitta dog' qoldiradi va shunday ekan uning bir o'zi interferensiyon manzarani hosil qila olmaydi). De-Broyl to'lqini deb atalgan to'liqin mana shunday zid xarakterga egadir. Bu muammoni Maks Born hal qilib berdi. Uning fikrlarini to'la tasavvur etish uchun yana bir boshqa hayoliy tajribani ko'z oldimizga keltiraylik. Faraz qilaylik, butun dunyo bo'ylab juda ko'p laboratoriyalarda bir vaqtning o'zida yuqorida aytilgan tajriba o'tkazilsin.

Lekin, tushayotgan yorug'lik intensivligi va ekspozitsiya vaqti shunday tanlansinki, natijada fotoplastinkada faqatgina bitta qoraygan nuqta hosil bo'lsin. Bizga ravshanki, turli laboratoriyalarda bu qoraygan nuqtalar fotoplastinkaning har xil joyida bo'ladi. Keling endi olingan natijalarni (bu nuqtalarning koordinatlarini) yig'aylik va ularni fotoplastinka kattaligidagi qog'oz yuzasiga tushiraylik. Nima kuzatiladi? Maks Born bu savolga quyidagicha javob bergan: qog'ozdagi hosil

boʻladigan koʻrinish odatdagi optik tajribalardan olinadigan ikki tirqishdagi interferensiyalar manzarasiga aynan mos keladi. Maks Bornning yuqoridagi kabi fikr yuritishlari uni de-Broyl toʻlqinlariga statistik izoh berishga undadi. Uning taxminiga koʻra de-Broyl toʻlqinlarining intensivligi fotonning berilgan vaqt momentida berilgan yerda topilish ehtimoligiga proporsionaldir:

$$w(\mathbf{r}, t) = |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 = \psi(\mathbf{r}, t) \cdot \psi(\mathbf{r}, t) \quad (8)$$

Boshqacha aytganda, ayrim fotonga xos boʻlgan de-Broyl toʻlqini ehtimollik toʻlqinidir va yorugʻlik toʻlqinidagi elektr hamda magnit maydonlarning kuchlanishlari bilan toʻgʻridan-toʻgʻri aloqador emas.

Demak, de-Broyl toʻlqini informatsion xarakterga ega va shuning uchun ham u fizik toʻlqin boʻla olmaydi. Mana endi bizga ravshanlashdiki, nima uchun ayrim fotonga de-Broyl toʻlqini mos kelsa ham. u fotoplastinkaga fizik toʻlqinlar kabi fazoviy davomiylikda taʼsir eta olmas ekan. De-Broyl toʻlqini oʻzida ehtimollik informatsiyasini tashir ekan. U oʻzini aniq namoyon qilishi uchun koʻp mustaqil fotonlarni talab qilishining sababi ham endi tushunarlidir. Maʼlumki, ehtimollik qonunlari oʻzlarini aniq namoyon qilishi uchun tajribalarning bir necha bor mustaqil holda takrorlanishini taqozo qiladi:

tajribalar qancha koʻp takrorlansa ehtimollik qonunlarining bajarilishi shuncha aniq boʻladi. Misol tariqasida "chikka va pukka" deb ataluvchi oʻyinni olaylik (tangani havoga otib oʻynash): biz bilamizki, tangani havoda otgan vaqtimizda uning raqamli va raqamsiz (gerbli) tomonlarining tushish ehtimoli bir xil.

Albatta bu qonuniyat tanga juda koʻp marta otilgandagina oʻzini namoyon qiladi. Yuqoridagi koʻrgan tajribamizda esa tirqishlardan oʻtgan fotonni fotoplastinkaning biron nuqtasiga tushish ehtimoli shu nuqtadagi de-Broyl intensivligi bilan aniqlanadi va shuning uchun uning fotoplastinkadagi taqsimlanishi interferentsiya qonuniga boʻysunadi. Biz tirqishlar orqali katta vaqt oraligʻida ketma-ket fotonlarni yuborgan

chog'da, go'yoki yakka foton ustidagi tajribani ko'p marta mustaqil ravishda takrorlagan bo'lamiz, natijada de-Broyl tutgan ehtimoliy informatsiya interferension manzara shaklida ko'rina boshlaydi. Ko'ryapmiziki, de-Broyl to'qlinining ehtimoliy talqini (ehtimollik interpretatsiyasi) bir yo'la to'qlin- korpuskular dualizm asosini tashkil qiluvchi barcha qarama-qarshiliklarni hal qilib berar ekan. Albatta, de-Broyl to'qlinining ehtimoliy interpretatsiyasi faqat foton uchungina tegishli bo'lmay, balki har qanday zarracha uchun ham o'rinlidir. De-Broyl g'oyalarining universalligidan kelib chiquvchi bu muhim holni alohida uqtirib o'tish lozim. Quyida de-Broyl to'qlinining fizik to'qlinlardan farqini ta'kidlovchi bir xususiyatini ko'rib chiqaylik. Hamma fizik to'qlinlarning intensivligi ularning fizik holatini aniqlaydi, chunki intensivlik tebranish energiyasi bilan bog'liqdir. De-Broyl to'qlinlari intensivligi esa zarrachalarning joylashish ehtimolini belgilaydi. Shuning uchun intensivlik kattaligining o'zi emas, balki fazoning turli qismlaridagi intensivlik nisbatlari muhimdir. Bu nisbatlar zarrachani fazoning biron yeriga qaraganda boshqa bir yerida necha marotaba ko'p namoyon bo'la olish ehtimolligini ko'rsatadi.

1.3 Shredingerning to'qlin tenglamasi

To'qlin funksiya informatsion xarakterga ega bo'lgani uchun u sistemaning holati haqida ma'lumot beradi. Shunday ekan bu funktsiyani aniqlash usulini topish va bu funktsiyani aniqlash juda muhim hisoblanadi. To'qlin funksiya uchun tenglamani birinchi bo'lib Avsraliyalik fizik Ervin Shredinger taklif qildi. Kvant mexanikasining asosiy tenglamalaridan biri Shredinger tenglamasi sanaladi. U vaqt o'tishi bilan kvant sistemalar holati o'zgarishini aniqlaydi. Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) = H\psi(r, t) \quad (9)$$

Bu yerda H – vaqtga bog'liq bo'lmagan energiya operatoriga mos sistema Gamilton operatori. Gamilton operatori ko'rinishi sistema xususiyatlari bilan

aniqlanadi. Norelyativistik tezlikka ega bo'lgan μ massali zarraning $U(r)$ potentsialli maydonda harakati uchun H operator zarrachaning kinetik va potentsial energiyalar yig'indisi bilan aniqlanadi:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(r) \quad (10)$$

Laplas operatori:

$$\nabla^2 = \Delta$$

Endi Shredinger tenglamasini quyidaicha yozishimiz mumkin:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi(r, t) + U(r) \psi(r, t) \quad (11)$$

Mikroolamda asosan statsionar Gamiltonianli holatlar bilan ishlaymiz, ya'ni u vaqtga bog'liq emas. Bu degani to'la energiya operatori bilan mos keladi.

Agar zarra elektromagnit maydonda harakatlanayotgan bo'lsa, gamilton operatori kompleks bo'ladi.

Keltirilgan Shredinger tenglamasi vaqt bo'yicha birinchi darajali bo'lsa ham mavhum birlik borligi sababli davriy yechimga ham ega. Shuning uchun keltirilgan Shredinger tenglamasi Shredingerning to'lqin tenglamasi deyiladi va uning yechimi vaqtga bog'liq to'lqin tenglama deyiladi. H operatorning aniqlangan ko'rinishida $\psi(t)$ to'lqin funksiyani ixtiyoriy keyingi vaqt onidagi qiymatini aniqlash imkonini beradi, faqat bunda $\psi(t)$ ning vaqt boshlanishidagi qiymati ma'lum bo'lishi kerak. Shunday qilib Shredinger to'lqin tenglamasi kvant mexanikasida sababiyat prinsipini anglatadi.

1.4 Statsionar holat

Gamilton operatori vaqtga bog'liq bo'lmagani uchun.

$$\frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad (12)$$

Bu holda Shredinger tenglamasi yechimini o'zgaruvchilarni ajratib yechishimiz mumkin.

$$\psi(\xi, t) = \psi(\xi)A(t)$$

Buni Shredinger tenglamasiga qo'yamiz va quyidagini topamiz:

$$\frac{i\hbar \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)}{A} = \frac{H\psi(\xi)}{\psi(\xi)} = E$$

E- o'zgarmas kattalik. Yuqoridagidan ikkita tenglama kelib chiqadi:

$$H\psi(\xi) = E\psi(\xi)$$

$$i\hbar \frac{\partial A(t)}{\partial t} = EA(t) \quad (13)$$

Birinchi tenglama Gamilton operatorining berilgan shartdagi xususiy qiymatidir.

Ikkinchi tenglama yechimi quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$A(t) = \exp\left(-iE \frac{t}{\hbar}\right)$$

Kvant mexanikasida aniq energiyaga ega holat statsionar holat deyiladi.

Yuqoridagilardan ko'rishimiz mumkinki, statsionar holat uchun to'lqin funksiya ko'rinishi shunday bo'ladi:

$$\psi(\xi, t) = \psi(\xi) \exp\left(-iE \frac{t}{\hbar}\right) \quad (14)$$

Bu yerda $\psi(\xi)$ funksiya quyidagi tenglamani qanoatlantirishi kerak:

$$-\frac{i\hbar}{2\mu} \Delta \psi(\xi) + U(\xi)\psi(\xi) = E\psi(\xi)$$

∇^2 operator ko'rinishi Dekart koordinatalar sistemasida quyidagicha:

$$\nabla^2 = \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2}$$

Uning shu ko'rinishini tenglamamizga qo'ysak:

$$\frac{i\hbar}{2\mu} \left(\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2} \right) \psi(\xi) + (E - U(\xi))\psi(\xi) = 0 \quad (15)$$

Ko'rinayotganidek tenglamada vaqt ishtirok etmayapti, shuning uchun ham u statsionar tenglama deyiladi. Amalda ohirgi yozilgan tenglama U fnnksiyaning bir nechta turlaridagina analitik yechilishi mumkin.

Statsionar holatning bir nechta o'ziga hosliklari bor:

- a) Statsionar holat uchun to'lqin funksiyaning vaqtga bog'liqligi shu holat energiyasi bilan aniqlanadi.
- b) Statsionar holatlarda ehtimollik zichligi va ehtimollik toki zichligi vaqtga bog'liq emas.
- c) Statsionar holatlarda ixtiyoriy fizik kattalikning o'rtacha qiymati o'zgarmas.

1.5 Shredinger tenglamasini yechish usullari

Shredinger tenglamasi berilgan to'lqin funksiyaning fazo va vaqtda o'zgarishini tavsiflaydigan xususiy hosilali chiziqli differensial tenglamadir. Kvant mexanikasida klassik mexanikadagi Nyutonning ikkinchi qonuni, yoki elektromagnit to'lqinlar uchun Makswell tenglamalari kabi muhim rol o'ynaydi. 1925-yilda Ervin Shredinger tomonidan keltirilgan va 1926-yilda elon qilingan. Shredinger tenglamasi keltirib chiqarilmaydi, u klassik optika bilan analogiyada eksperimental ma'lumotlarni umumlashtirish mevasidir.

Shredinger tenglamasini 2 xil yo'l bilan yechish mumkin:

- 1. Analitik usul
- 2. Raqamli usul

Analitik usulda integral olish mumkin bo'lgan funksiyalar bilan tuzilgan shredinger tenglamasini yechish oson.

Raqamli usulda yechish murakkab va integral olish qiyin bo'lgan maydonlarda ishlaganda qulaylik beradi.

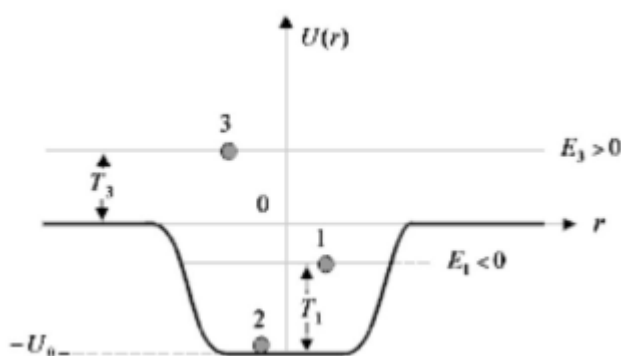
1.6 Potensial o'radagi zarracha

μ massali zarracha harakatining statsionar holatlarini aniqlash quyidagi tenglamani yechish orqali amalga oshiriladi:

$$\left\{ \nabla^2 + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(\xi)] \right\} \psi = 0 \quad (16)$$

Bu ikkinchi darajali chiziqli differensial tenglamadir. Tenglama analitik yechimi potensial energiyaning faqatgina bir necha ko'rinishlaridagina topilishi mumkin. Eng sodda yechim potensial energiya fazoning barcha nuqtalarida bir xil bo'lganda yoki turli bo'laklarda turlicha qiymatli o'zgarmas qismlararo sakrashlardan iborat fazoda olinadi.

Potensial o'ra – fazoning zarra potensial energiyasi kamaygan fazoning chegaralangan sohasi. Potensial o'ra qisqa ta'sirli tortishish kuchlarini xarakterlaydi. Bu kuchlar ta'sir doirasida potensial manfiy, ta'sir doirasidan tashqarida potensial nol.



1-rasm

Zarracha energiyasi E kinetik energiya $T \geq 0$ va potensial (ham musbat, ham manfiy bo'lishi mumkin) energiya yig'indisidan iborat. Agar zarracha o'ra ichida

joylashgan bo'lsa va uning kinetik energiyasi T_1 U_0 o'ra chuqurligidan kichik bo'lsa, zarracha to'la energiyasi E_1

$$E_1 = T_1 + U_1 = T_1 - U_0 < 0$$

bo'ladi. Bunda zarra o'rani tark etolmaydi. U o'ra devorlaridan urilib qaytib T_1 kinetik enetgiya bilan harakatlanadi. Agar zarra o'ra tubida bo'lsa, uning kinetik energiyasi $T_2 = 0$ va $E_2 = -U_0 < 0$. Zarraning bu holati eng turg'un. Agar zarra U_0 dan katta T_3 energiyaga ega bo'lsa, o'rani osonlikcha kesib o'tadi.

Zarraning holatini aniqlovchi ikki parametr: E energiya va t vaqt uchun noaniqlik munosabatini yozamiz:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$$

Bu yerda Δt – zarrachaning E energiyali holatda bo'lish vaqti, ΔE – energiyani aniqlash noaniqligi.

Kvant mexanikasida ΔE energiya noaniqligi bir nechta diskret qiymatlarni qabul qilishi mumkin holos, chunki energiya kvantlangan. Bunda eng quyi energetik daraja doim o'ra tubidan balandda joylashgan. μ massali zarra uchun enegetik qavatlar energiyalar qiymatlari darajasi va o'ra kengligi L orqali

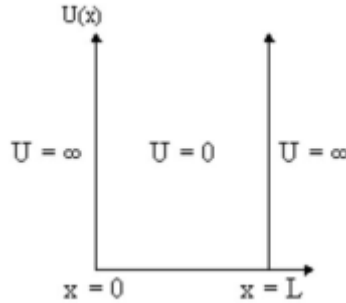
$$\Delta E \approx \frac{\hbar^2}{\mu L^2}$$

ifodani yozish mumkin. Potensial o'raga misol – yadro potensial o'rasi: chuqurligi: 40-50 MeV va kengligi 10^{-13} - 10^{-12} sm, turli qavatlarda ≈ 20 MeV kinetik energiyali nuklonlar joylashgan.

Energiyaning diskret qiymatlari qayerdan kelishini zarraning bir o'lchamli cheksiz o'radagi harakati misolida ko'rish mumkin. Klassk holatda zarracha birinchi devordan ikkinchisiga qaytgan holda impulsiga bog'liq holda energiyaning ixtiyoriy qiymatini qabul qiladi. Kvant sistemada vaziyat umuman boshqacha. Agar kvant zarra harakati cheklangan fazoda ro'y bersa, energiya spektri diskret bo'lib chiqadi.

1.7 Cheksiz potensial o'radagi kvant zarra

μ massali zarracha cheksiz chuqurlikdagi potensial o'rada bo'lsin.



2-rasm

Potensial maydon quyidagi chegaraviy shartlarni qanoatlantiradi:

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0, x > L \\ 0, & 0 \leq x \leq L \end{cases}$$

Bunday chegaraviy shartlarda o'ra ichida turgan zarra o'radan chiqib ketolmaydi.

$$\psi(x) = 0$$

Bu yerda $x < 0, x > L$.

$U=0$ bo'lgan hol uchun Shredinger statsionar tenglamasini qo'llasak, quyidagini olamiz.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + 2\mu \frac{E}{\hbar^2} \psi = 0$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + L^2 \psi = 0$$

Bu yerda $L = 2\mu \frac{E}{\hbar^2}$

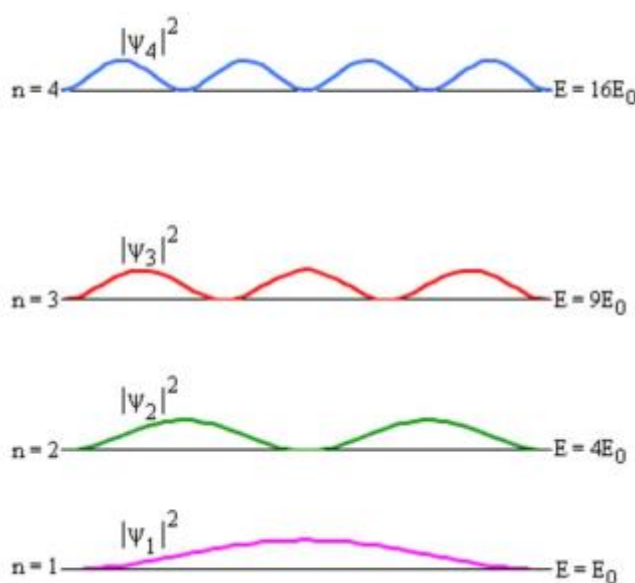
Ohirgi tenglama zarrachaning o'ra ichidagi vaziyatini ifodalaydi. Cheksiz bir o'lchamli o'ra uchun quyidagilarni bilamiz:

1. Energiya aniq diskret qiymatlarni qabul qiladi. Odatda , zarracha aniq energetik sathda turibdi deyildi.

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2\mu L^2} \quad (17)$$

Bu yerda $n=1,2,3\dots$

2. Zarracha ko'plab energetik holatlardan qaysidir birida bo'lishi mumkin.
3. Zarracha nolga teng energiyaga ega bo'lolmaydi.
4. Energiyaning har qanday E_n qiymatiga mos ushbu holatni izohlovchi ψ_n to'lqin funksiya bor.
5. Xususiyl $\psi_1(x)$ xususiyl funksiya uchun $x=L/2$ da zarrachani aniqlash ehtimolligi maksimal. Xususiyl $\psi_2(x)$ holat uchun zarrachani aniqlash ehtimolligi 0 va hokazo.

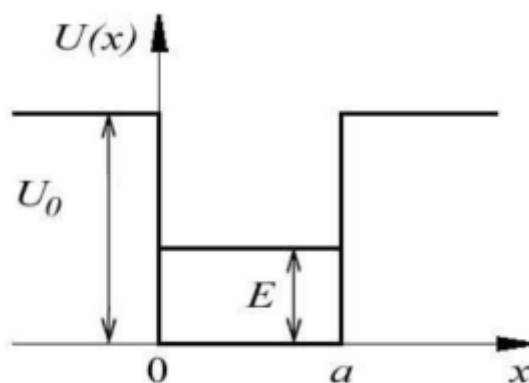


3-rasm

Rasmda turli kvant holatlarda zarrachani aniqlash ehtimolligi zichligi ko'rsatilgan.

1.8 Chekli chuqurlikli potensial o'rada zarracha

To'g'ri burchakli potensial o'radagi zarrachani ko'rib chiqamiz. Bunday model zaryadli zarrachaning, misol uchun, elektronning atom yaqinidagi harakatini ifodalaydi va atom fizikasi va qattiq jismlar fizikasida keng qo'llaniladi.



4-rasm

Zarracha potensial energiyasi rasmdagidek bo'lsin.

$$U(x) = \begin{cases} U_0, & x < 0 \text{ I} \\ 0, & 0 < x < a \text{ II} \\ U_0, & x > a \text{ III} \end{cases} \quad (18)$$

Avvalo $E < U_0$ bo'lgan holatni ko'rib chiqamiz, ya'ni, zarracha o'rada deb tasavvur qilamiz. I va III hududlarda Shredinger tenglamasi ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{d^2 \psi_{1,3}}{dx^2} - 2\mu \frac{U_0 - E}{\hbar^2} \psi_{1,3} = 0 \quad (19)$$

$$k_1 = \sqrt{2\mu \frac{(U_0 - E)}{\hbar^2}}$$

belgilash kiritamiz va quyidagini olamiz:

$$\frac{d^2 \psi_{1,3}}{dx^2} + k_1^2 \psi_{1,3} = 0$$

Bu tenglama yechimini quyidagi ko'rinishda qidiramiz:

$$\psi_1(x) = A_1 e^{k_1 x} + B_1 e^{-k_1 x}$$

$$\psi_3(x) = A_3 e^{k_1 x} + B_3 e^{-k_1 x}$$

To'lqin funksiya chegaralangan bo'lishi uchun $B_1 = 0$ va $A_3 = 0$ talablarni kiritamiz.

II hududda Shredinger tenglamasi :

$$\frac{d^2 \psi_2}{dx^2} - 2\mu \frac{E}{\hbar^2} \psi_2 = 0 \quad (20)$$

Quyidagicha yechimga ega:

$$\psi_2(x) = C \sin(k_2 x + \alpha)$$

Bu yerda

$$k_2 = \sqrt{2\mu \frac{E}{\hbar^2}}$$

Shunday qilib bu holat uchun to'lqin funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\psi_1(x) = A_1 e^{k_1 x}$$

$$\psi_2(x) = C \sin(k_2 x + L)$$

$$\psi_3(x) = B_3 e^{-k_1 x}$$

$x=0$ va $x=L$ nuqtalar uchun to'lqin funksiyalari va ularning hosilalarini umumlashtirib quyidagilarni olamiz:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{k_2}{k_1}$$

$$\operatorname{tg}(k_2 \alpha + \alpha) = -\frac{k_2}{k_1}$$

Ularni shaklini o'zgartirsak:

$$\sin\alpha = \frac{\hbar k_2}{\sqrt{2\mu_0 U_0}}$$

$$\sin(k_2\alpha + \alpha) = -\frac{\hbar k_2}{\sqrt{2\mu_0 U_0}}$$

Ikkala ifodadan α ni yo'qotsak quyidagini olamiz:

$$k_2 L = \pi n - 2 \arcsin\left(\frac{\hbar k_2}{\sqrt{2\mu_0 U_0}}\right)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Ushbu ifoda o'radagi zarra energetik spektri ko'rinishini aniqlaydi. Chap qism musbat bo'lgani uchun n ning manfiy va 0 qiymatlari tenglamani qanoatlantirmaydi.

Arcsin funksiya argumenti birdan katta bo'lolmagani uchun:

$$\frac{\hbar k_2}{\sqrt{2\mu_0 U_0}} \leq 1$$

k_2 uchun chegara mavjud:

$$k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu_0 U_0}$$

Shunday qilib to'lqin funksiya shakli:

$$\psi_1(x) = A_1 e^{k_1 x}$$

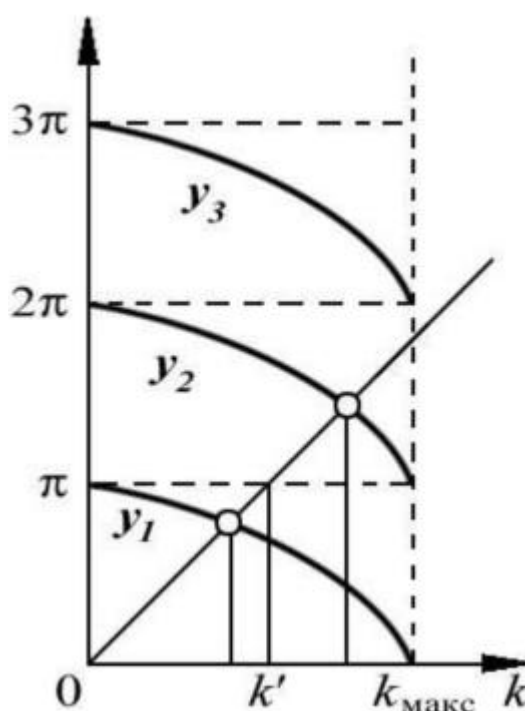
$$\psi_2(x) = C \sin(k_2 x + L)$$

$$\psi_3(x) = B_3 e^{-k_1 x}$$

Va energetik sathlar:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2$$

Grafik metod yordamida zarracha energiyasi kvantlanishini, ya'ni, energetik spektr diskret ko'rinishga egaligini ko'rib chiqamiz:



5-rasm

Tenglamamiz chap qismi $y = k_2 L$ to'g'ri chiziqdan iborat. O'ng qism grafigi $n=1,2,3$ uchun y_1, y_2, y_3 egri chiziqlardan iborat. O'ng va chap qismlar chiziqlari kesishish nuqtalari tenglamamiz yechimlarini ifodalaydi. Shunday qilib, k_2 ning qiymatlari spektri, va o'z navbatida unga bog'liq energiya qiymatlari diskret bo'ladi. O'ra kengligi qancha L qancha keng bo'lsa, $y = k_2 L$ chiziq shuncha tik bo'ladi va shuncha ko'p egri chiziqlar bilan kesishadi. Bu degani o'rada shuncha ko'p energetik qavatlar bo'ladi. $k_{2\max} L < \pi n$ da o'rada n ta energetik sath bo'ladi, ya'ni o'rada zarracha n ta holatda bo'lishi mumkin.

O'ra chuqurligi U_0 kamayishi bilan $k_{2\max}$ va mos holda o'radagi sathlar soni kamayadi.

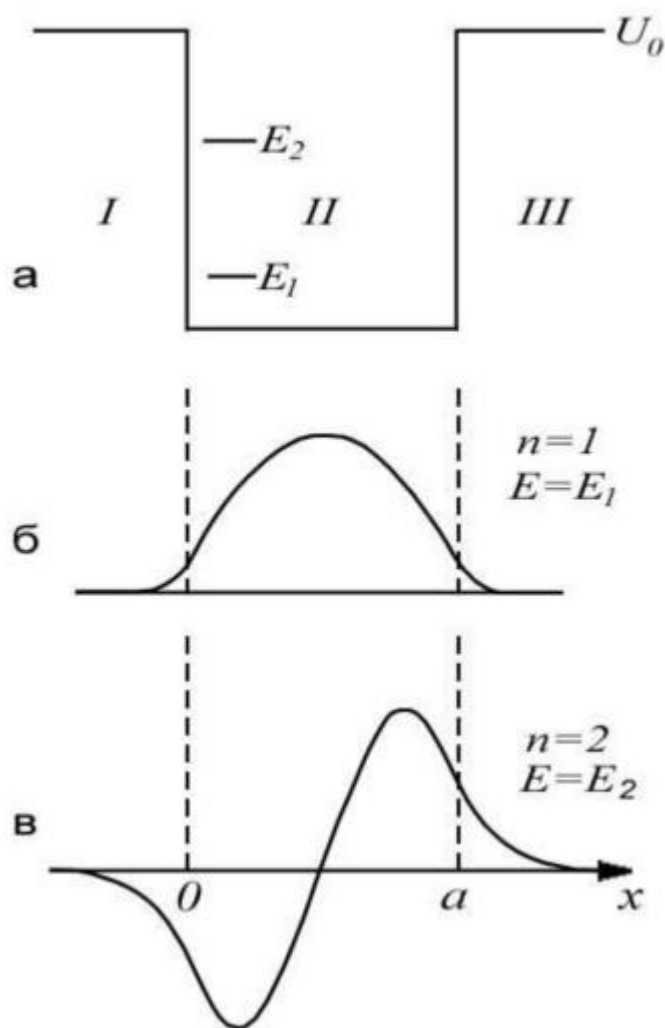
$$k_{2\max} < \frac{\pi}{L}$$

Bo'lganda o'rada faqat bitta energetik sath qoladi.

$$U_0 < \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu_0 L^2}$$

Chekli chuqurlikli potensial o'rada kamida bitta energetik sath bo'ladi.

O'ra chuqurligi cheksiz oshib ketsa avvalgi ko'rganimiz cheksiz devorli bir o'lchamli o'ra holatidagi spektrni ko'rishimiz mumkin. Quyida to'lqin funksiyalarining sifatiy ko'rinishini ko'rishimiz mumkin:



6-rasm

Potensial o'rada to'lqin funksiya sinusoid ko'rinishiga ega, o'radan tashqarida esa eksponensial kamayadi.

1.9 Differensial tenglamalarni yechish usullari

Umuman olganda differensial tenglamalarni ikki usulda yechish mumkin: analog va sonli usul. Analog usulda yechish ma'lum funksiyalar uchungina qo'llash mumkin, chunki barcha funksiyalarni ham integrallash unchalik oson emas. Raqamli usul bilan ayni shu integral olish oson bo'lmagan funksiyalar qatnashgan tenglamalarni yechishimiz mumkin. Bunda integral olishning asl manosiga qaytamiz: funksiya integrali ikki chegaradagi funksiya ostidagi soha yuzasi bilan belgilanar edi. Sonli usulda shu funksiya chizig'I ostidagi yuzani uni bo'laklarga bo'lib, so'ng ularning yuzalarini yig'indisini topish orqali topamiz, qancha kichik bo'laklarga bo'lsak, shuncha integral olish aniqligi ortadi. Lekin bo'laklar soni ortishi hisob qurilmasi bajaradigan amallar soni ham oshadi. Shuning uchun ba'zi masalalarni yechish uchun dasturiy taminot yetarlicha quvvatga ega bo'lishi kerak.

Hisoblashlar uchun Python dasturlash tilidan foydalanamiz. Chunki bu dastur ancha qulay va masalalarni yechishni qulaylashtiruvchi ko'plab kutubxonalarga ega.

Avval differensial tenglamalarni yechishning sonli usullarining umumiy usullarini algoritmlarini ko'rib chiqamiz. Ba'zi narsalarni aniqlashtirib olamiz: hisoblash $x(a) = x_0$ nuqtada boshlanadi.

Differensial tenglamani yechishning umumiy usulini ko'rib chiqamiz. Tenglama ko'rinishi va boshlang'ich shartlar berilgan bo'lsin:

$$x' = f(t, x), \quad x(a) = x_0$$

$[a, b]$ intervalda masalani yechishimiz kerak. t -qiymatlar oshuvchi ketma ketligi $(t_k)_{k=0}^n$ berilgan va $a = t_0, b = t_n$ ekanligi ma'lum. h bilan adam uzunligini belgilaymiz.

$$t_k = a + kh, \quad k = 0, \dots, n \quad (21)$$

Tenglamani yechishning raqamli metodi $x_0, x_1, \dots, x_n$ sonlar ketma-ketligini hisoblashdir. x_k bu yerda t_k dagi $x(t_k)$ ning qisqartirilgan varianti. $k > 0$ uchun, x_k

qisqartma oldingi bitta yoki bir nechta qisqartmalar $x_{k-1}, x_{k-2}, \dots, x_0$ orqali hozil qilinadi. Tahminiylik chiziq bo'yicha davom etadi.

Eyler metodi

Tenglama berilishi shunday:

$$x' = f(t, x), \quad x(a) = x_0 \quad (22)$$

Bizning maqsadimiz $(t_k, x_k)_{k=0}^n$ ketma-ketliklar yig'indisini topish. Bu yerda :

$$t_k = a + kh$$

(t_0, x_0) boshlang'ich nuqta. t_1 dagi qisqartmani topish uchun (t_0, x_0) dagi grafik qiyaligi $x' = f(t_0, x_0)$ ni hisoblaymiz. Bu t_0 dagi yechim uchun $T_0(t) = (t - t_0)x'_0$ qiyalikni beradi. t_1 dagi qisqartma x_1 sifatida T_0 qiyalikni ishlatamiz.

$$x_1 = T_0(t_1) = x_0 + hx'_0 = x_0 + hf(t_0, x_0)$$

Bu bizga (t_1, x_1) tahminiy yechimni beradi. (t_2, x_2) keyingi nuqtani ham huddi shu yo'l bilan (t_1, x_1) orqali topamiz:

$$T_1(t) = x_1 + (t - t_1)x'_1 = x_1 + (t - t_1)f(t_1, x_1), \quad x'_1 = f(t_1, x_1)$$

t_2 dagi tahminiy yechim :

$$x_2 = x_1 + hf(t_1, x_1)$$

Shu usulda ketib t_3 dagi qisqartma x_3 va undan keyin t_4 dagi qisqartma x_4 ni va hokazo topishimiz mumkin. Umumiy formula yozishga harakat qilamiz:

$$\begin{aligned} T_k(t) &= x_k + (t - t_k)x'_k = x_k + (t - t_k)f(t_k, x_k) \\ x_{k+1} &= x_k + hf(t_k, x_k), \quad t_{k+1} = t_k + h \end{aligned} \quad (23)$$

Teylor metodlari

Kvadratik Teylor metodi.

Teylor metodi asosida Teylor polinomining qulay darajasidagi yechimni tahminiy oliolish tushuniladi. Qisqartma ko'rinishi Eyler metodida quyidagicha edi:

$$x(t+h) \approx x(t) + hx'(t)$$

Teylor metodida birmuncha aniqroq qisqartmadan foydalanamiz:

$$x(t+h) \approx x(t) + hx'(t) + \frac{h^2}{2} x''(t)$$

Shunda:

$$x_{k+1} = x_k + hx'_k + \frac{h^2}{2} x''_k$$
$$h = t_{k+1} - t_k \quad (24)$$

Yuqoriroq darajali Teylor metodlari

p darajali Teylor metodi kvadratik metodga polinomdagi keyingi hadlarni qo'shish bilan oson hosil qilinadi. p darajali Teylor metodi quyidagicha formula bilan hisoblanadi:

$$x_{k+1} = x_k + hx'_k + \frac{h^2}{2} x''_k + \dots + \frac{h^{p-1}}{(p-1)!} x_k^{(p-1)} + \frac{h^p}{p!} x_k^{(p)} \quad (25)$$

Eylarning markaziy nuqta metodi

Bu metodda (t_k, x_k) nuqtadan $(t+h, x_{k+1})$ nuqtaga o'tish ikki qadamda amalga oshiriladi. Birinchi qisqartma Eyler metodi yordamida $t_k + \frac{h}{2}$ nuqtadagi qisqartma topiladi:

$$x_{k+\frac{1}{2}} = x_k + \frac{h}{2} f(t_k, x_k) \quad (26)$$

So'ngra $(t + \frac{h}{2}, x_{k+\frac{1}{2}})$ orqali x_{k+1} topiladi:

$$x_{k+1} = x_k + hf\left(t_k + \frac{h}{2}, x_{k+\frac{1}{2}}\right) \quad (27)$$

Runge-Kutta metodlari

Runge-Kutta metodlari Eylerning markaziy nuqta metodining umumlashtirilishidan hosil bo'ladi. Bu metodda x_{k+1} qiymat x_k orqali quyidagi formula orqali hosil qilinadi:

$$x_{k+1} = x_k + h(\lambda_1 f(t_k, x_k) + \lambda_2 f(t_k + r_1 h, x_k + r_2 h f(t_k, x_k))) \quad (28)$$

Bu yerda $\lambda_1, \lambda_2, r_1, r_2$ lar o'zgarmaslar. Metod bizga bitta ixtiyoriy parametrni erkin tanlash imkonini beradi. Bu parametr λ_2 bo'lsin. Unda:

$$\lambda_1 = 1 - \lambda$$

$$\lambda_2 = \lambda$$

$$r_1 = r_2 = \frac{1}{2\lambda}$$

Ikkinchi darajali Runge-Kutta metodi.

Differensial tenglama va boshlang'ich nuqta oldingi masalalardek berilgan bo'lsin. Ishchi formula:.

$$x_{k+1} = x_k + h((1 - \lambda)f(t_k, x_k) + \lambda f\left(t_k + \frac{h}{2\lambda}, x_k + \frac{hf(t_k, x_k)}{2\lambda}\right)) \quad (28)$$

To'rtinchi darajali Runge-Kutta metodi.

Mazmunni formulalar orqali yoza qolamiz:

$$\left. \begin{aligned} k_0 &= hf(t_i, x_i) \\ k_1 &= hf\left(t_i + \frac{h}{2}, x_i + \frac{k_0}{2}\right) \\ k_2 &= hf\left(t_i + \frac{h}{2}, x_i + \frac{k_1}{2}\right) \\ k_3 &= hf\left(t_i + \frac{h}{2}, x_i + \frac{k_2}{2}\right) \\ x_{i+1} &= x_i + \frac{1}{6}(k_0 + 2k_1 + 2k_2 + k_3) \end{aligned} \right\} k = 0, 1, 2, 3, \dots, n \quad (29)$$

Runge-Kutta metodi(ikkinchi darajali differensial tenglama uchun)

Avvalgi ifodalar faqat birinchi darajali differensial tenglamani yechishga mo'ljallangan. Engi biz ikkinchi darajali differensial tenglamani yechishga moslashtiramiz. Ikkinchi darajali tenglamamizni ikkita birinchi darajali tenglamalar juftiga almashtiramiz. $f'(x_i, y_i, z_i) = g(x_i, y_i, z_i)$ deb olamiz va endi quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$\left. \begin{aligned} k_0 &= hf(x_i, y_i, z_i) \\ l_0 &= hg(x_i, y_i, z_i) \\ k_1 &= hf\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{k_0}{2}, z_i + \frac{l_0}{2}\right) \\ l_1 &= hg\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{k_0}{2}, z_i + \frac{l_0}{2}\right) \\ k_2 &= hf\left(x_k + \frac{h}{2}, x_k + \frac{k_1}{2}, z_i + \frac{l_1}{2}\right) \\ l_2 &= hg\left(x_k + \frac{h}{2}, x_k + \frac{k_1}{2}, z_i + \frac{l_1}{2}\right) \\ k_3 &= hf\left(x_i + \frac{h}{2}, x_i + \frac{k_2}{2}, z_i + \frac{l_2}{2}\right) \\ l_3 &= hg\left(x_i + \frac{h}{2}, x_i + \frac{k_2}{2}, z_i + \frac{l_2}{2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6}(k_0 + 2k_1 + 2k_2 + k_3)$$

$$z_{i+1} = z_i + \frac{1}{6}(l_0 + 2l_1 + 2l_2 + l_3) \quad (31)$$

II. AMALIY QISM

2.1 Woods-Saxon potentsiali

Yadro uch xil keng qo'llaniladigan potentsialga ega deyishimiz mumkin: Kulon potentsiali, Woods-Saxon potentsiali, Yukava potentsiali. Woods-Saxon potentsiali potentsiallar ichida eng muhimlaridan biri sanaladi. Uning ko'rinishi quyidagicha:

$$U(r) = -\frac{U_0}{1+e^{\left(\frac{r-R}{a}\right)}} \quad (32)$$

Bu yerda U_0 - potentsial o'ra chuqurligi, a – yadroning “sirt qalinligi”ni ifodalovchi uzunlik, R – yadro raduisi. Yadro radiusi quyidagi formula bilan topiladi:

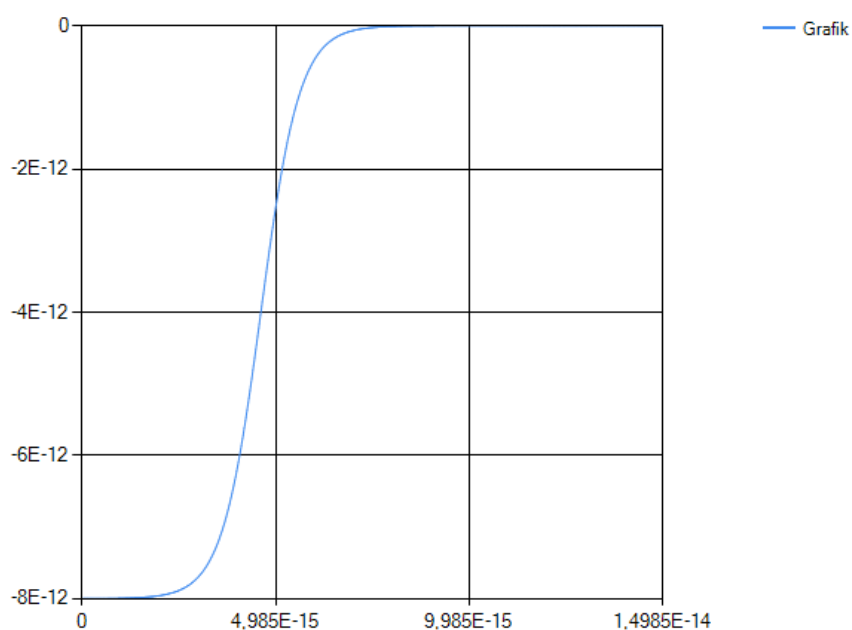
$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$$

Bu yerda $r_0 = 1.25 \cdot 10^{-12} \text{ m}$. A – yadroning atom soni.

Katta atom sonlari uchun shakl potentsial o'raga o'xshaydi va quyidagi hususiyatlarga ega:

1. Masofa ortishi bilan monoton ravishda ortadi
2. Katta atom sonlari uchun o'ra markazi deyarli tekis.
3. Yadro sirtiga yaqin nuklonlarga markazga yo'nalgan katta kuch ta'sir qiladi
4. r cheksizlikka intilganda potentsial tez nolga intiladi.

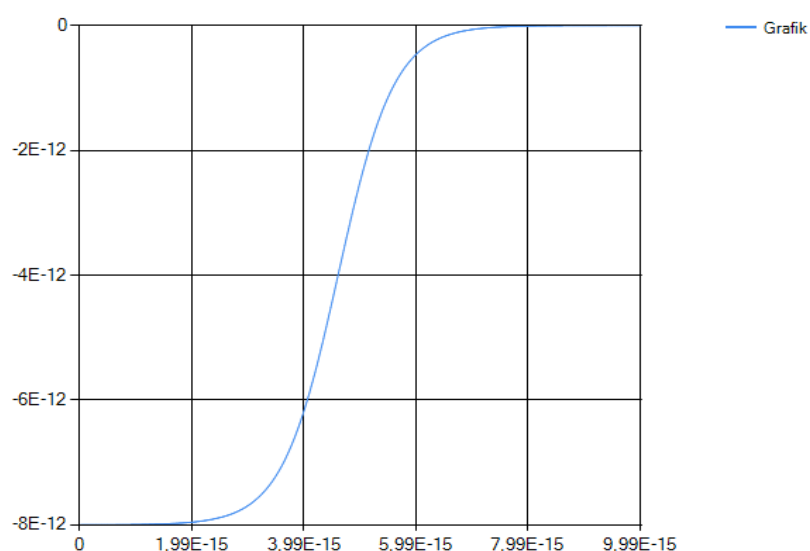
Woods-Saxon potentsialining masofaga bog'liqlik grafigini yasab ko'ramiz:



7-rasm

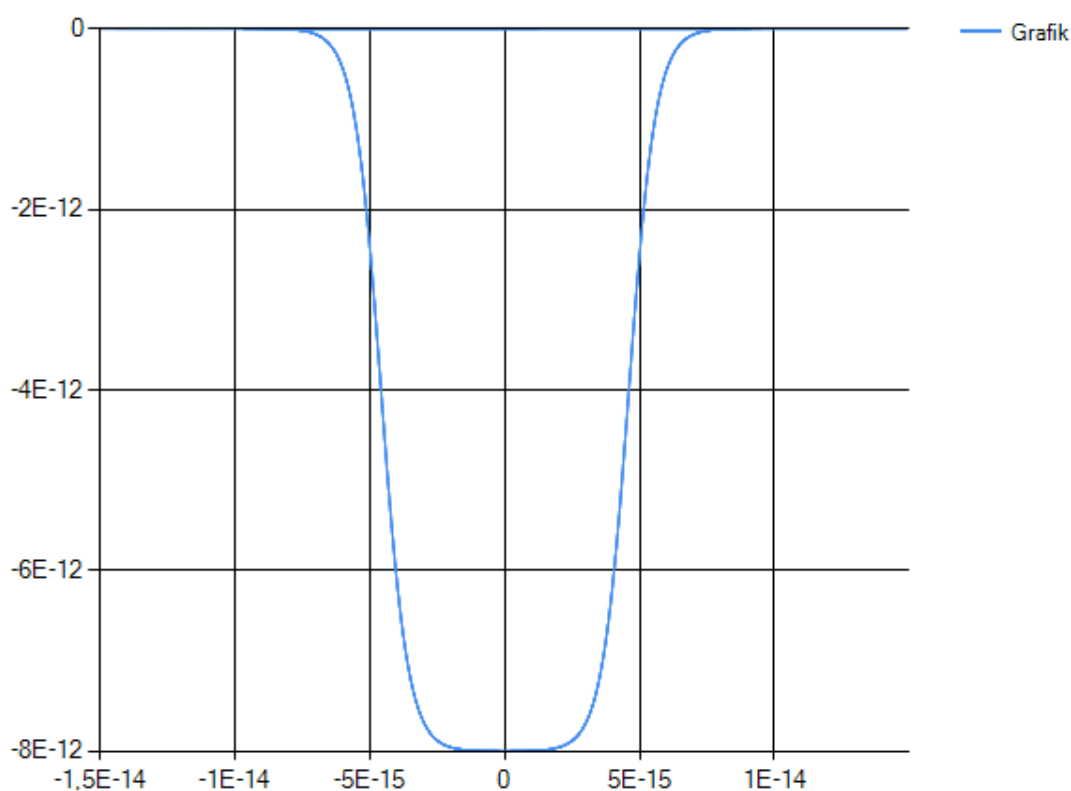
Ko'rinadiki, potensial ma'lum nuqtadan boshlab deyarli nol qiymat oladi. Shu nuqtani tahminiy aniqlab olamiz. Bu bizga keyinchalik kerak bo'ladi. Grafik masshtabini o'zgartirsak:

Ko'rinadiki, 8 fm dan boshlab potensialni taqriban nol deyishimiz mumkin.



8-rasm

Potensial o'ra haqida tasavvur uyg'otish uchun uning "chap" tomoni bilan birga chizib koramiz:



9-rasm

2.2 Woods-Saxon potentsiali maydoni uchun Shredinger tenglamasi

Umumiy holda potensial maydondagi zatta uchun statsionar Shredinger tenglamasi ko'rinishi va chegaraviy shartlar quyidagicha edi:

$$\left\{ \nabla^2 + \frac{2\mu}{h} [E - U(\xi)] \right\} \psi = 0$$

$$\psi(x = 0) = \psi(x = L) = 0$$

Biz ishlamoqchi bo'lgan masalada bir o'chamli fazoda o'rganyapmiz, shuning uchun potensial ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$U(x) = - \frac{U_0}{1 + e^{\left(\frac{x-R}{a}\right)}}$$

Shunda to'la tenglama ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} \left(-\frac{U_0}{1 + e^{\left(\frac{x-R}{a}\right)}} - E \right) \psi = 0$$

Uni o'zimizga qulay holga keltirsak:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{2\mu}{\hbar^2} \left(-\frac{U_0}{1 + e^{\left(\frac{x-R}{a}\right)}} - E \right) \psi$$

Tenglamani o'zimizga qulay holga keltiramiz:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2\mu} \frac{d^2\psi}{dx^2} + U(x)\psi &= E\psi \\ -\frac{1}{2} \frac{d^2\psi}{dx^2} + \mu U(x)\psi &= \mu E\psi \end{aligned} \quad (33)$$

Bu yerda x zarra vaziyati, hisoblash uchun noqulay. Uni o'lchamsiz holga keltirish uchun yangi o'zgaruvchi kiritamiz:

$$y = \frac{x}{L}$$

Endi tenglama ko'rinishi:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{d\psi}{dx} \frac{dy}{dy} \right) \left(\frac{dy}{dy} \right) + \mu U(y)\psi &= \mu E\psi \\ -\frac{1}{2} \frac{d}{dy} \left(\frac{d\psi}{dy} \frac{dx}{dx} \right) \left(\frac{dx}{dx} \right) + \mu U(y)\psi &= \mu E\psi \end{aligned}$$

$\frac{dy}{dx} = \frac{1}{L}$ ekanligidan tenglama quyidagi shaklga keladi:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} \frac{d}{dy} \left(\frac{d\psi}{dy} \frac{1}{L} \right) \frac{1}{L} + \mu U(y)\psi &= \mu E\psi \\ -\frac{1}{2} \frac{d}{dy} \left(\frac{d\psi}{dy} \right) \frac{1}{L^2} + \mu U(y)\psi &= \mu E\psi \end{aligned}$$

$\hbar = 1$ deb olganmiz va endi o'zgaruvchini o'zgartirganimiz uchun tenglama ko'rinishi va chegaraviy shartlar quyidagicha bo'ladi:

$$-\frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dy^2} + L^2 \mu U(y) \psi = L^2 \mu E \psi \quad (34)$$

$$\psi(y = 0) = \psi(y = 1) = 0$$

ikkinchi darajali hosilani aniqlash uchun avval birinchi darajali hosila olamiz. Hosila uchun quyidagi formulani yozishimiz mumkin:

$$f'(x) \approx \frac{f(x+h) - f(x)}{h}$$

Bu yerda $f(x)$ biron funksiya va $h > 0$. $f(x+h)$ uchun Teylor qatorini hisoblaymiz:

$$f(x+h) = f(x) + hf'(x) + \frac{h^2}{2} f''(a), a \in (x, x+h)$$

Bundan:

$$f'(x) = \frac{f(x+h) - f(x)}{h} - \frac{h}{2} f''(a)$$

Markaziy nuqta metodi yordamida hozilani boshqacharoq, aniqroq shaklda yozishimiz mumkin:

$$f'(x) \approx \frac{f(x+h) - f(x-h)}{2h}$$

Buni tekshirish uchun $f(x+h)$ va $f(x-h)$ uchun Teylor qatorini yozamiz:

$$f(x+h) = f(x) + hf'(x) + \frac{h^2}{2} f''(x) + \frac{h^3}{6} f'''(a_1)$$

$$f(x-h) = f(x) - hf'(x) + \frac{h^2}{2} f''(x) - \frac{h^3}{6} f'''(a_2)$$

Bu yerda $a_1 \in (x, x+h)$ va $a_2 \in (x, x+h)$. Endi ikki tenglamani ayirsak markaziy nuqta metodidan quyidagi chiqadi:

$$f'(x) \approx \frac{f(x+h) - f(x-h)}{2h} - \frac{h^2}{12}(f'''(a_1) + f'''(a_2))$$

O'rtachalash teoremasidan foydalansak ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$f'(x) \approx \frac{f(x+h) - f(x-h)}{2h} - \frac{h^2}{6}f'''(a)$$

Shu usul bilan ikkinchi darajali hosila uchun ham mayda hadlarni tashlab yuborgan holda quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$f''(x) \approx \frac{f(x+h) - 2f(x) + f(x-h)}{h^2}$$

Buni asosiy tenglamamizga qo'ysak :

$$-\frac{1}{2}\left(\frac{\psi_{i+1} - 2\psi_i + \psi_{i-1}}{\Delta y^2}\right) + L^2 \mu U(y)\psi_i = L^2 \mu E \psi_i$$

Qavsni ochamiz:

$$-\frac{\psi_{i+1}}{2\Delta y^2} + \left(\frac{1}{\Delta y^2} + L^2 \mu U_i\right)\psi_i - \frac{\psi_{i-1}}{2\Delta y^2} = L^2 \mu E \psi_i \quad (35)$$

Endi Shredinger tenglamasi chiziqli tenglamalarga aylandi, ularni matritsa ko'rinishida yozishimiz mumkin.

$i = 1$ da:

$$-\frac{\psi_2}{2\Delta y^2} + \left(\frac{1}{\Delta y^2} + L^2 \mu U_1\right)\psi_1 - \frac{\psi_0}{2\Delta y^2} = L^2 \mu E \psi_1$$

$i = 2$ da:

$$-\frac{\psi_3}{2\Delta y^2} + \left(\frac{1}{\Delta y^2} + L^2 \mu U_2\right)\psi_2 - \frac{\psi_1}{2\Delta y^2} = L^2 \mu E \psi_2$$

$i = N - 1$ da:

$$-\frac{\psi_N}{2\Delta y^2} + \left(\frac{1}{\Delta y^2} + L^2 \mu U_{N-1}\right)\psi_{N-1} - \frac{\psi_{N-2}}{2\Delta y^2} = L^2 \mu E \psi_{N-1}$$

$\psi(0) = 0$ ekanligini bilgan holda quyidagi matritsa tenglamani hosil qilamiz:

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} \frac{1}{\Delta y^2} + L^2 m V_1 & -\frac{1}{2\Delta y^2} & 0 & 0 \dots \\ -\frac{1}{2\Delta y^2} & \frac{1}{\Delta y^2} + L^2 m V_2 & -\frac{1}{2\Delta y^2} & 0 \dots \\ \dots & \dots & \dots & -\frac{1}{2\Delta y^2} \\ \dots 0 & 0 & -\frac{1}{2\Delta y^2} & \frac{1}{\Delta y^2} + L^2 m V_{N-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \dots \\ \psi_{N-1} \end{bmatrix} \\
 &= L^2 m E \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \dots \\ \psi_{N-1} \end{bmatrix} \\
 & -\frac{\psi_{i+1}}{2\Delta y^2} + \left(\frac{1}{\Delta y^2} + L^2 \mu (U_i - E) \right) \psi_i - \frac{\psi_{i-1}}{2\Delta y^2} = 0 \tag{36}
 \end{aligned}$$

Ko'rishimiz mumkinki, sistemaning barcha axboroti asosiy diagonal va ikki yon diagonalda jamlangan. Bu Tri-diagonal matritsani yechamiz. Bu yechish usuli Tri-diagonal matritsa usuli deyiladi. Asosiy diagonalni b , uning chapidagisini a , o'ngidagisini c deb belgilab olamiz. Tenglama o'ngidagi matritsani d bilan belgilaymiz.

2.3 Tri-diagonal matritsani yechish

$$\begin{bmatrix} b_1 & c_1 & & & 0 \\ a_2 & b_2 & c_2 & & \\ & a_3 & b_3 & \ddots & \\ & & \ddots & \ddots & c_{n-1} \\ 0 & & & a_n & b_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ \vdots \\ x_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \\ \vdots \\ d_n \end{bmatrix}.$$

Endi yuqoridagi tridiagonal matritsani yechish usulini ko'rib chiqamiz. Asosiy diagonal va uning o'ng va chapidagi diagonallarni a, b, c ketma ketliklar deb nomlab oldik.

Koeffitsiantlarni quyidagi amallar asosida almashtirib olamiz:

$$c'_i = \begin{cases} \frac{c_i}{b_i}, & i = 1, \\ \frac{c_i}{b_i - a_i c'_{i-1}}, & i = 2, 3, \dots, n-1 \end{cases}$$

$$d'_i = \begin{cases} \frac{d_i}{b_i}, & i = 1, \\ \frac{d_i - a_i d'_{i-1}}{b_i - a_i c'_{i-1}}, & i = 2, 3, \dots, n. \end{cases}$$

Endi bular orqali x ning qiymatlarini topishimiz mumkin:

$$x_n = d'_n,$$

$$x_i = d'_i - c'_i x_{i+1}, \quad i = n-1, n-2, \dots, 1.$$

Bizning masalamizda kerakli qatorlarning ifodalanishini yozib olishimiz bizga qulaylik yaratadi.

$$b_i = \frac{1}{\Delta y^2} + L^2 \mu (U_i - E)$$

$$a_i = -\frac{1}{\Delta y^2}$$

$$a_i = -\frac{1}{\Delta y^2}$$

$$d_i = 0 \tag{37}$$

Yana shuni ta'kidlash kerakki, $a_1 = 0$ va $c_n = 0$.

2.4 Python-kod

```
import numpy as np
#matematik amallar bajarish uchun
import matplotlib.pyplot as plt
#grafik chizish uchun
from scipy.linalg import eig_tridiagonal
#tridiagonal metod algoritmi

#N va dy ni aniqlaymiz, Ndy=1 > dy=1/N
N = 2000
dy = 1/N
#Koordinatalar massivini hosil qilamiz
y = np.linspace(0,1, N+1) #psi0 va psiN uchun N+1

#mL^2V ni aniqlaymiz (mL2>100000 chegarasiz hol uchun)
mL2=500
U0 = 50
#Woods-Saxon potentsiali uchun tenglama hadini aniqlaymiz aniqlaymiz
def mL2V1(y):
    return mL2*(-U0/ (1 + 2.718 ** (np.abs((y-1/2))*4*4.6/0.5-4.6/0.5)))
V1 =mL2V1(y)
#Kvadratik potentsial uchun tenglama hadini aniqlaymiz aniqlaymiz
def mL2V2(y):
    return mL2*(-U0+((y-1/2)*4*4.6)**2)
V2 =mL2V2(y)
#Kubik potentsial uchun tenglama hadini aniqlaymiz aniqlaymiz
def mL2V3(y):
    return mL2*(-U0+np.abs(((y-1/2)*2.1*4.6)**3))
```

$V3 = mL2V3(y)$

#Uchala potensial uchun tridiagonal matritasini hosil qilamiz

#Woods-Saxon potentsiali

$md1 = 1/(dy^{**2}) + mL2V1(y)[1:-1]$

#Asosiy diagonal

$upd1 = -1/(2*dy^{**2}) * np.ones(len(md1)-1)$

#yon diagonal

Energy1 , state1 = eigh_tridiagonal(md1, upd1)

#energiya va holat uchun yechimlarni olamiz

#Kvadratik potensial

$md2 = 1/(dy^{**2}) + mL2V2(y)[1:-1]$

#Asosiy diagonal

$upd2 = -1/(2*dy^{**2}) * np.ones(len(md2)-1)$

#yon diagonal

Energy2 , state2 = eigh_tridiagonal(md2, upd2)

#energiya va holat uchun yechimlarni olamiz

#Kubik potensial

$md3 = 1/(dy^{**2}) + mL2V3(y)[1:-1]$

##Asosiy diagonal

$upd3 = -1/(2*dy^{**2}) * np.ones(len(md3)-1)$

#yon diagonal

Energy3 , state3 = eigh_tridiagonal(md3, upd3)

#energiya va holat uchun yechimlarni olamiz

#birinchi grafik

```

#V1 ni shakli
plot0 = plt.figure(0)
plt.plot(y, V1)
#V2 ni shakli
plot00 = plt.figure(00)
plt.plot(y, V2)
#V3 ni shakli
plot0 = plt.figure(0)
plt.plot(y, V3)
plt.title("Potensial o'ra ko'rinishi ")
plt.xlabel(r'Koordinata y ')
plt.ylabel(r'Energiya ')
legend1=plt.legend([' Woods-Saxon ', '  $x^2$  ', ' $|x^3|$  '], loc =1)
legend2=plt.legend([' N={ } '.format(N),
'  $dy=1/N={}$  '.format(dy),
'  $mL^2={}$  '.format(mL2)], loc =4, handlelength=0)
ax = plt.gca().add_artist(legend1)
ax = plt.gca().add_artist(legend2)

#ikkinchi grafik
#Woods-Saxon
plot1 = plt.figure(1)
plt.plot(state1.T[0])
# $x^2$ 
plot1 = plt.figure(1)
plt.plot(state2.T[0])
# $|x^3|$ 
plot1 = plt.figure(1)
plt.plot(state3.T[0])

```

```

plt.title("To'lqin funktsiya shakli")
plt.xlabel(r'Koordinata y ')
plt.ylabel(r'Tolqin funktsiya')
legend1=plt.legend([' Woods-Saxon ', ' x^2 ', '|x^3| '], loc =1)
legend2=plt.legend([' N={ } '.format(N),
' dy=1/N={ } '.format(dy),
' mL^2={ } '.format(mL2)], loc =4, handlelength=0)
ax = plt.gca().add_artist(legend1)
ax = plt.gca().add_artist(legend2)

```

#ikkinchi grafik ikkinchi sath

```

#Woods-Saxon
plot1 = plt.figure(11)
plt.plot(state1.T[1])
#x^2
plot1 = plt.figure(11)
plt.plot(state2.T[1])
#|x^3|
plot1 = plt.figure(11)
plt.plot(state3.T[1])
plt.title("To'lqin funktsiya shakli:ikkinchi sath")
plt.xlabel(r'Koordinata y ')
plt.ylabel(r'Tolqin funktsiya')
legend1=plt.legend([' Woods-Saxon ', ' x^2 ', '|x^3| '], loc =1)
legend2=plt.legend([' N={ } '.format(N),
' dy=1/N={ } '.format(dy),
' mL^2={ } '.format(mL2)], loc =4, handlelength=0)
ax = plt.gca().add_artist(legend1)
ax = plt.gca().add_artist(legend2)

```

```

#uchinchi grafik
    #Woods-Saxon
plot2 = plt.figure(2)
plt.plot(state1.T[0]**2)
    #x^2
plot2 = plt.figure(2)
plt.plot(state2.T[0]**2)
    #|x^3|
plot2 = plt.figure(2)
plt.plot(state3.T[0]**2)
plt.title("Ehtimollik zichligi")
plt.xlabel(r'Koordinata y ')
plt.ylabel(r'Ehtimollik zichligi')
legend1=plt.legend([' Woods-Saxon ', ' x^2 ', '|x^3| '], loc =1)
legend2=plt.legend([' N={ } '.format(N),
' dy=1/N={ } '.format(dy),
' mL^2={ } '.format(mL2)], loc =4, handlelength=0)
ax = plt.gca().add_artist(legend1)
ax = plt.gca().add_artist(legend2)

```

#uchinchi grafik ikkinchi sath

```

    #Woods-Saxon
plot2 = plt.figure(22)
plt.plot(state1.T[1]**2)
    #x^2
plot2 = plt.figure(22)
plt.plot(state2.T[1]**2)
    #|x^3|

```

```

plot2 = plt.figure(22)
plt.plot(state3.T[1]**2)
plt.title("Ehtimollik zichligi: ikkinchi sath")
plt.xlabel(r'Koordinata y ')
plt.ylabel(r'Ehtimollik zichligi')
legend1=plt.legend([' Woods-Saxon ', ' x^2 ', '|x^3| '], loc =1)
legend2=plt.legend([' N={} '.format(N),
' dy=1/N={} '.format(dy),
' mL^2={} '.format(mL2)], loc =4, handlelength=0)
ax = plt.gca().add_artist(legend1)
ax = plt.gca().add_artist(legend2)

#t'ortinchi grafik
plot3 = plt.figure(3)
    #Woods-Saxon
plt.scatter(np.arange(0,10,1), Energy1[0:10],
s=1444, marker="_", linewidth=2, zorder=3)
n=[' E_{} '.format(i) for i in range(0,10)]
for i, txt in enumerate(n):
    plt.annotate(txt, (np.arange(0,10,1)[i],Energy1[0:10][i]), ha="center")
    #x^2
plot3 = plt.figure(3)
plt.scatter(np.arange(0,10,1), Energy2[0:10],
s=1444, marker="_", linewidth=2, zorder=3)
n=[' E_{} '.format(i) for i in range(0,10)]
for i, txt in enumerate(n):
    plt.annotate(txt, (np.arange(0,10,1)[i],Energy2[0:10][i]), ha="center")
    #x^2
plot3 = plt.figure(3)

```

```

plt.scatter(np.arange(0,10,1), Energy3[0:10],
s=1444, marker="_", linewidth=2, zorder=3)
n=[' E_{ } '.format(i) for i in range(0,10)]
for i, txt in enumerate(n):
    plt.annotate(txt, (np.arange(0,10,1)[i],Energy3[0:10][i]), ha="center")

plt.title("Energetik sathlar")
plt.xlabel(r'N')
plt.ylabel(r' mL^2 E/\hbar^2 ')
legend1=plt.legend([' Woods-Saxon ', ' x^2 ', '|x^3| ' ], loc =1)
ax = plt.gca().add_artist(legend1)

plt.show()

```

Hisobdagi tuzatmalar

Bizda y birliksiz masofa bo'lganligi uchun potensial shaklini ham o'zgartirishimizga to'g'ri keladi. Avval potensial ifodasi:

$$U(r) = -\frac{U_0}{1 + e^{\left(\frac{x-R}{a}\right)}}$$

y xning L ga nisbati edi. x/L ni aniqlashtirish uchun e ning darajasidagi kasrni L ga ko'paytirib qayta bo'lamiz. Hamda simmetriklikni ifodalash uchun $\frac{1}{2}$ ni ayiramiz. Bunga sabab, biz y ni $[0,1]$ oraliqda ko'rganimiz uchun maydonning narigi tomonini ifodalay olmaymiz, shuning uchun $\frac{1}{2}$ ni ayirib qo'yishimiz kerak. Bundan tashqari ayirmaga modul ham qoyishimiz kerak. Bunga sabab esa maydonning simmetrikligidir. Potensial funksiyasi juft funksiya emasligi va faqat markazdan masofaga bog'liqligi uchun y oldidagi manfiy ishora funksiya qiymatlarini o'zgartirib yuboradi. Endi tenglama quyidagi shaklni oladi:

$$U(y) = -\frac{U_0}{1 + e^{(|y-\frac{1}{2}|)^{\frac{L}{a}-\frac{R}{a}}}}$$

Masala ishlanayotgan hos tenglama ko'rinishi:

$$U(y) = -\frac{50}{1 + e^{(|y-\frac{1}{2}|)^{\frac{18.4}{0.5}-\frac{4.6}{0.5}}}}$$

Huddi shu kabi qolgan kvadratik va kubik potensial o'ralar ifodalarini mos holda ham yozib olamiz:

$$U(y) = -50 + (18.4(y - \frac{1}{2}))^2$$

$$U(y) = -50 + | \left(9.66 \left(y - \frac{1}{2} \right) \right)^3 |$$

Bu yerda kubik potensial ifodasida modul ko'ishimiz mumkin, ushbu modul kubik potensialning manfiy qismini musbat tomonga o'tkazish uchun qo'shimcha kiritildi

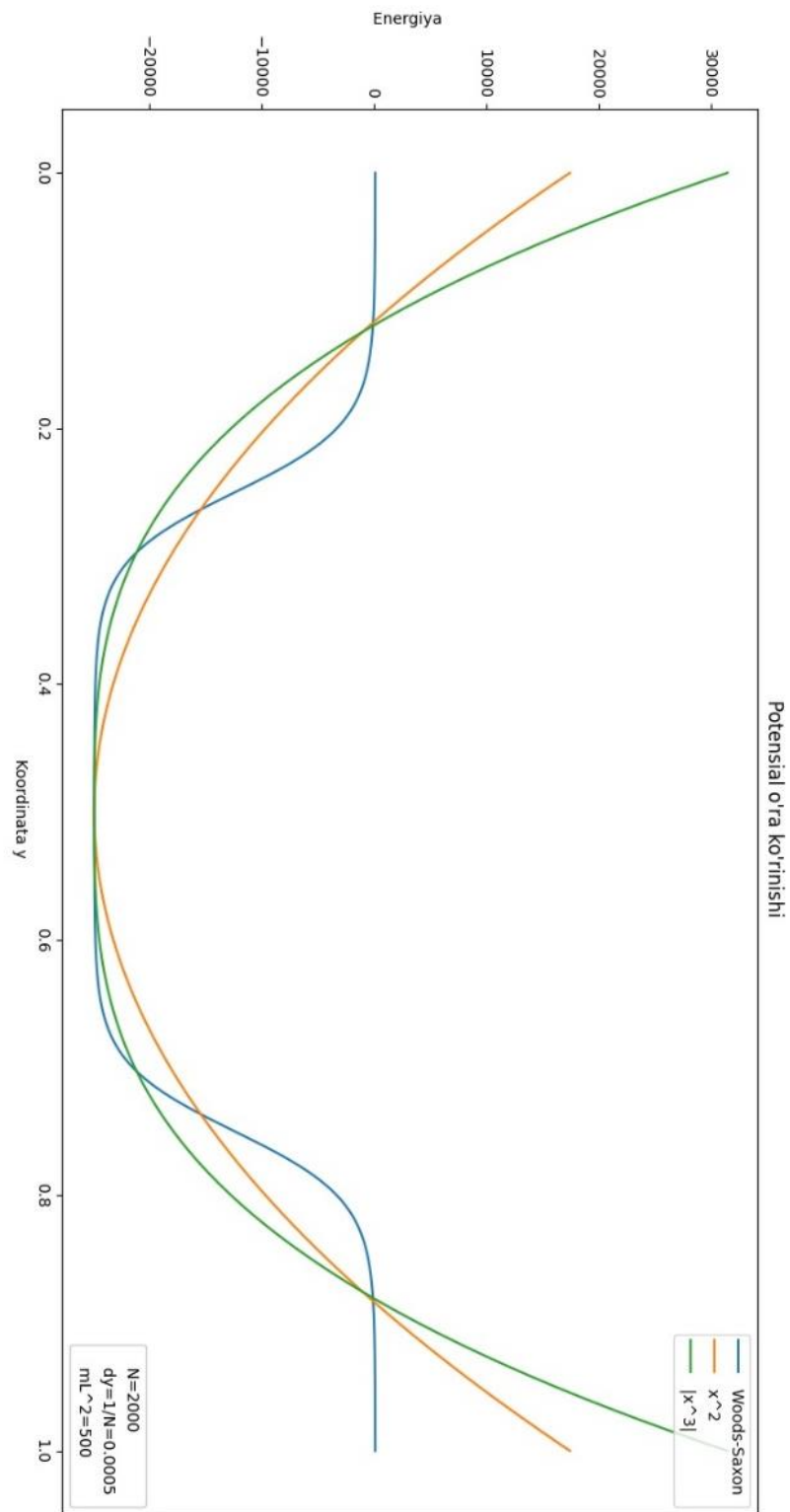
Potensiallar funksiyalari ham Woods-Saxon potentsiali deyarli nol qiymat oladigan nuqtada qolgan ikki potensial ham nol qiymat qabul qilishi nazarda tutilgan holda tanlandi.

Yana shuni ham eslatib o'tish kerakki, biz masalani sifatliy yechayapmiz. Ya'ni funksiya o'zgarmaslari qiymatlari hech qaysi yadronikiga mos kelmaydi. Biz Woods-Saxon potentsialini shaklini beruvchi potentsialga ega bo'lsak yetarli.

Yana bir muhim jihat, mL2 qiymat uchun ham 500 oldik. Bunga sabab bizda chegaraviy masala berilgan. Agar chegarasiz holat uchun ishlamoqchi bo'lsak, mL2 ning qiymatini 100000 dan katta olishimiz kerak.

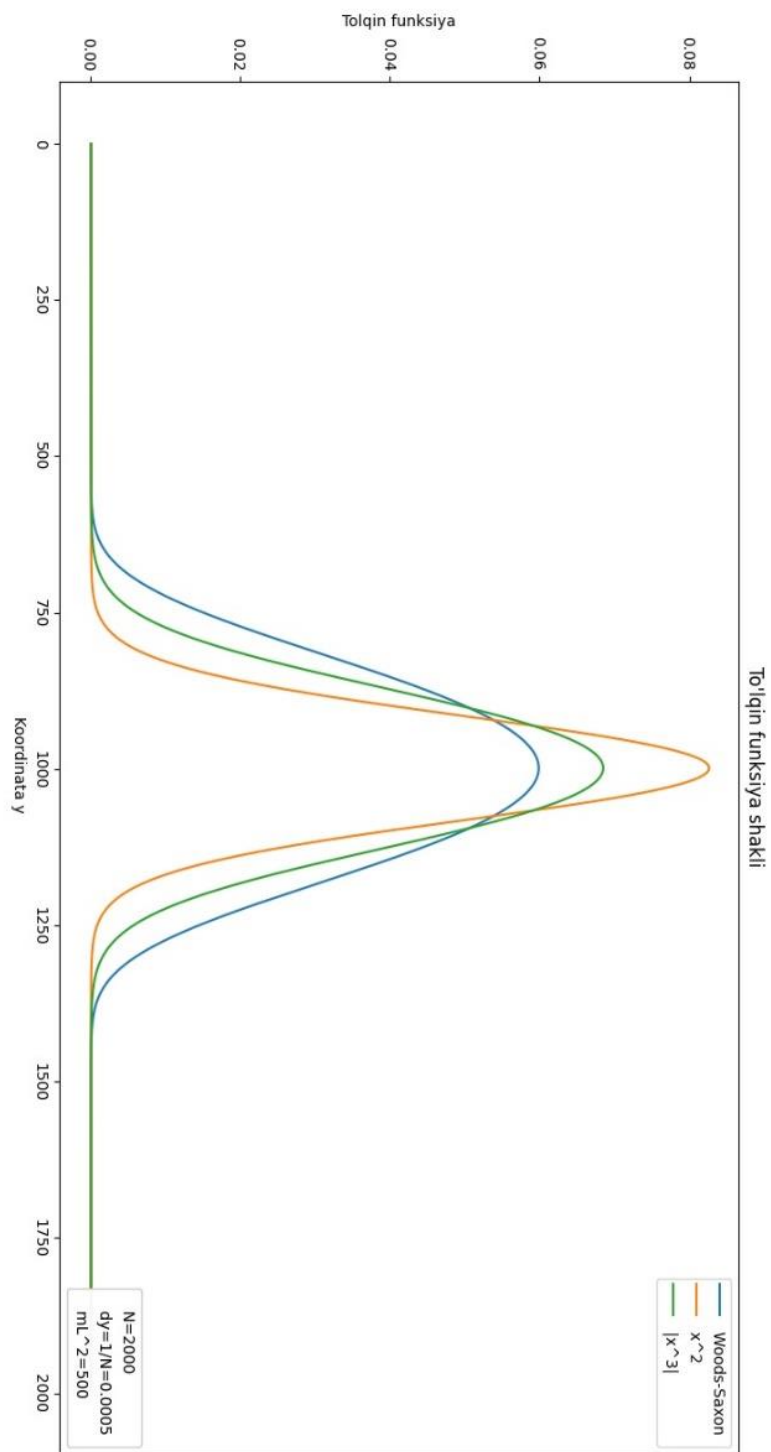
2.5 Natijalar

Avval potensial o'ralarni solishtirish maqsadida ularni bir grafikda chizishga urinib ko'ramiz:

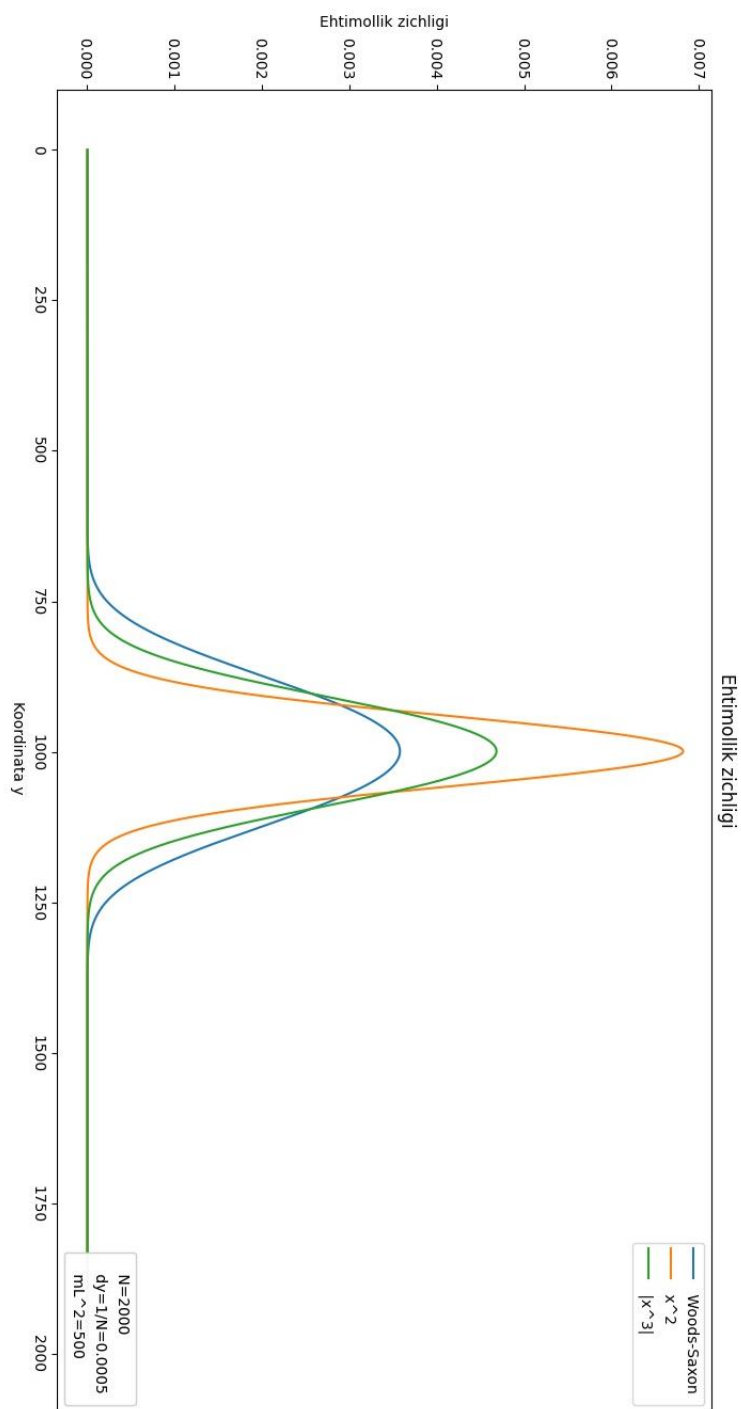


10-rasm

Endi birinchi energetik sath uchun to'liqin funksiyalari va ularning kvadratlari, ya'ni biron nuqtada topilish ehtimolliklari grafiklarini solishtiramiz:



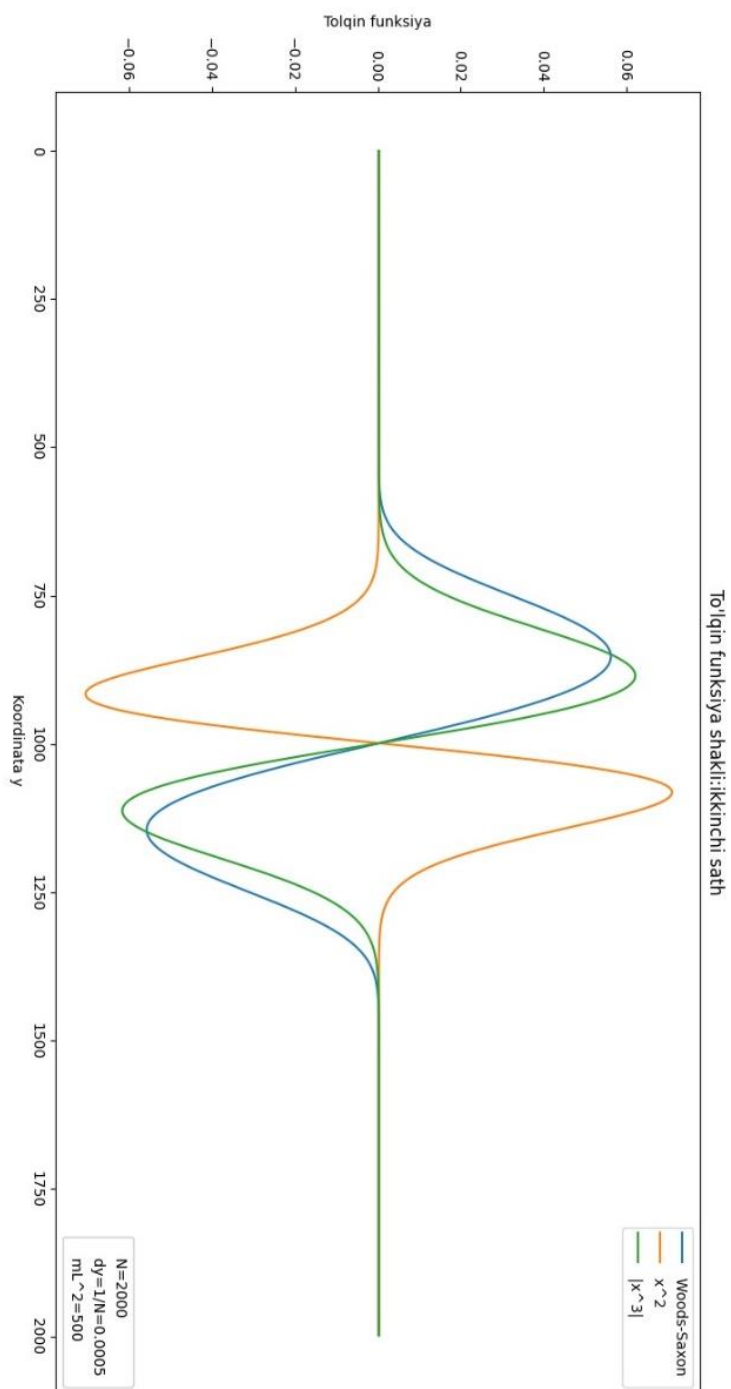
91-rasm



102-rasm

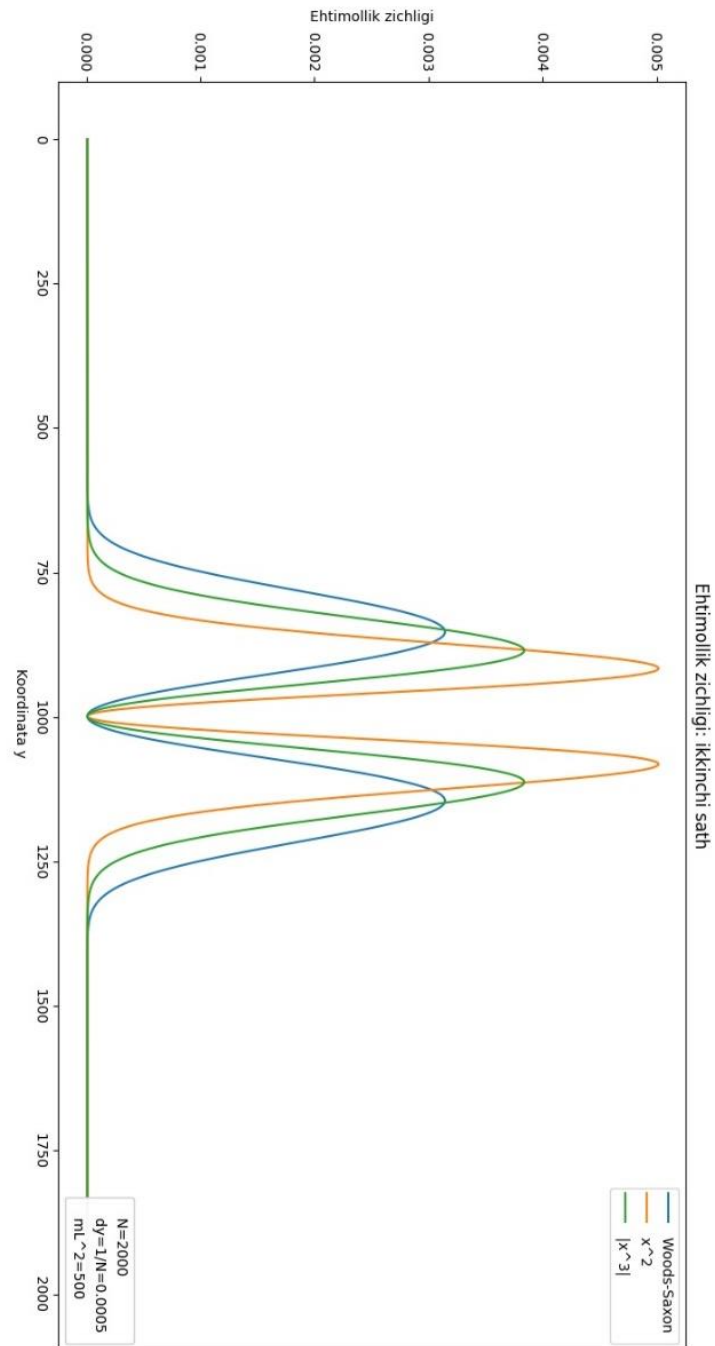
Ko'rinib turibdiki, birinchi energetik sathdagi zarracha uchun o'radan tashqarida bo'lish ehtimolligi boshqalarinikidan kattaroq bo'lar ekan, kvadratik potensialda esa tashqarida bo'lish ehtimoli eng kichik bo'lib chiqdi. Bunday bolishiga sabab esa potentsiallarning umumiy grafigidan topilishi mumkin. O'ra quyi qismlarida kvadratik potensial eng tez o'sadi, Woods-Saxon potentsiali esa eng sekin o'sishini

kuzatishimiz mumkin. Quyida ikkinchi energetik sath uchun olingan to'lqin funksiyalar va turli nuqtalarda zarracha topilish ehtimolliklarini ifodalovchi grafiklarni ko'rishimiz mumkin:



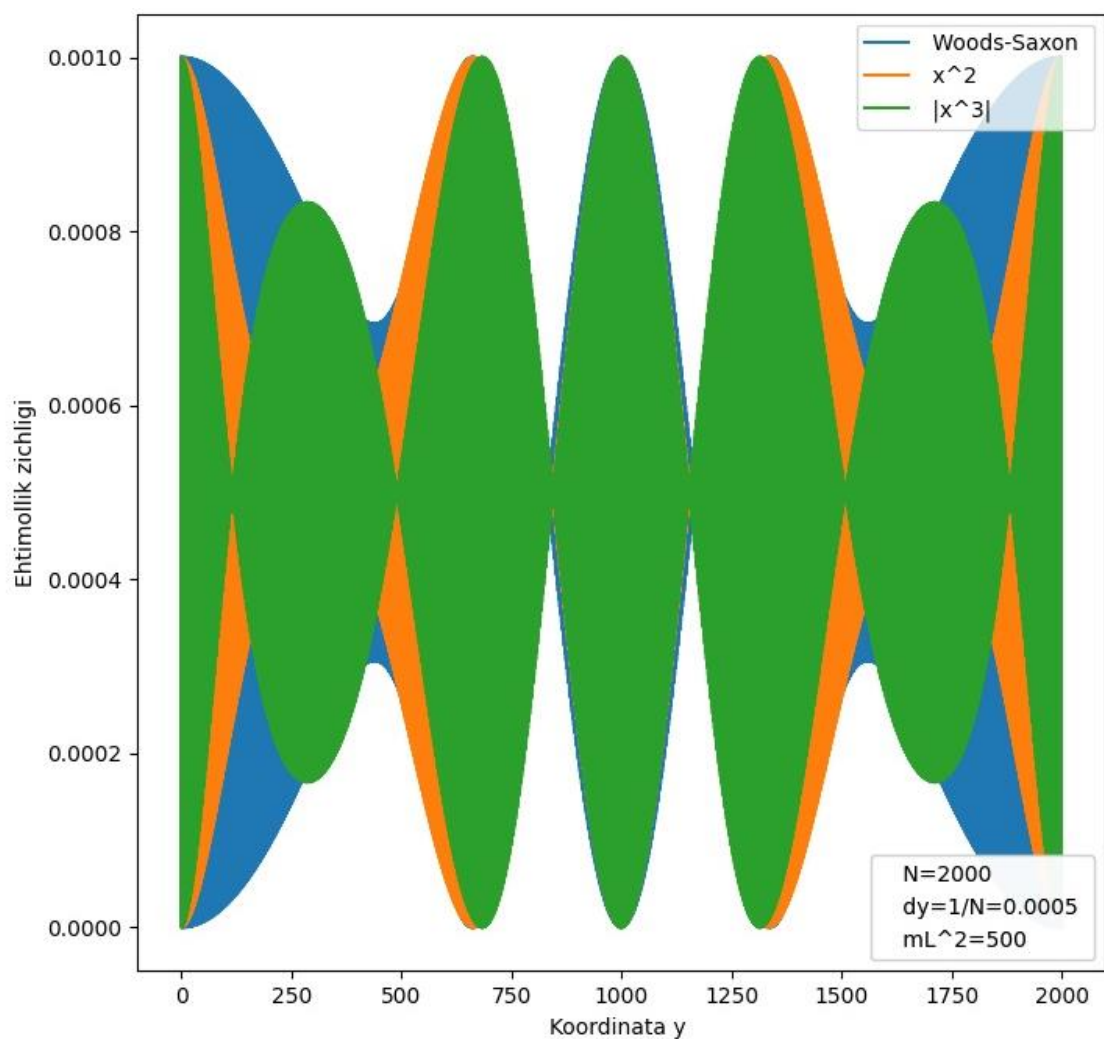
11-rasm

Bu yerda ham birinchi energetik sathdagidek holatni kuzatishimiz mumkin. Lekin



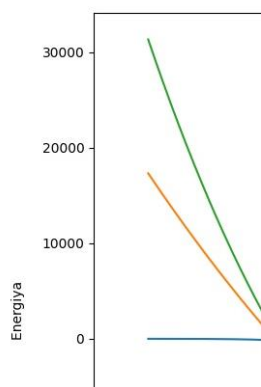
14-rasm

999-energetik sath uchun grafik anchayin qiziqarli bo'ladi. Ko'rishingiz mumkinki, bu yerda ketma-ketlik almashgan:



15-rasm

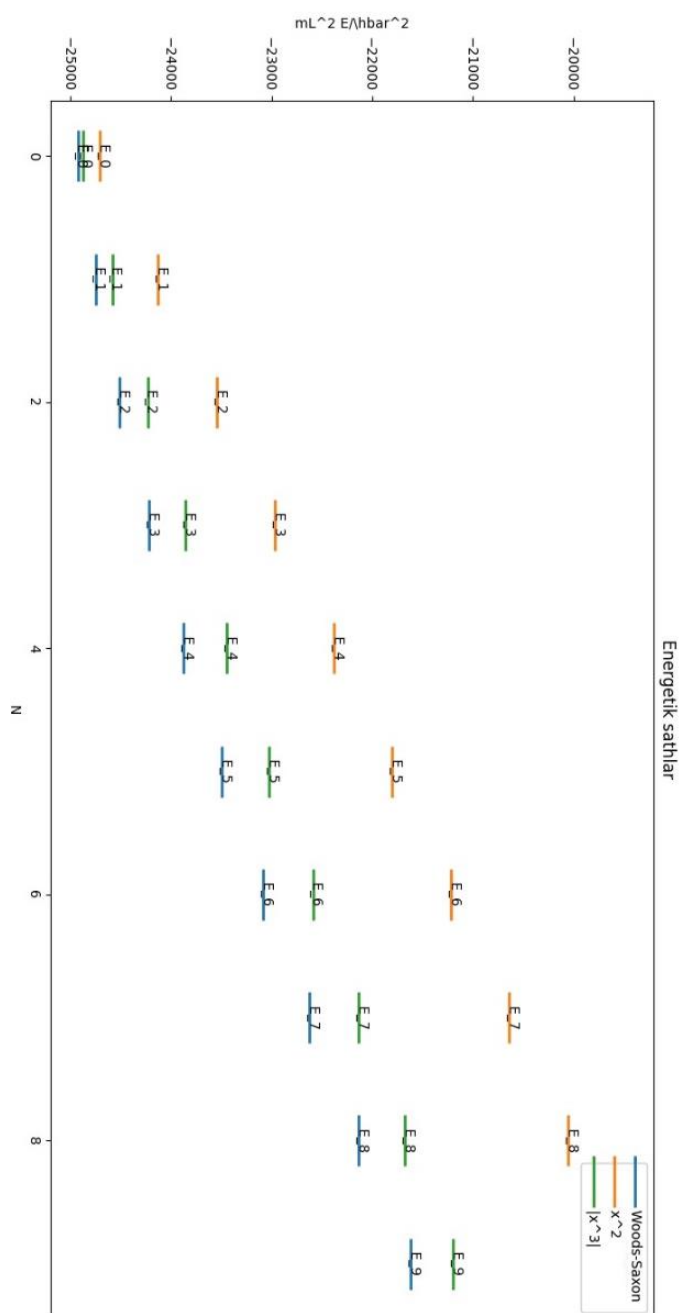
Chap yuquru burchakka e'tibor beradigan bo'lsak, endi chet qismlarda to'lqin funksiya qiymati ketma-ketligi chetki qismlarda endi boshqacha. Endi Woods-



16-rasm

Saxon potensialida zarrachaning tashqarida bo'lish ehtimoli katta va eng kichik ehtimollik kubik funksiyaga mos kelmoqda. Buning sababini oldingi grafiklardagi kabi tushuntirish mumkin. Uning o'rniga potensiallar grafigining kerakli joyini ko'rishimiz yetarli. Ko'rishimiz mumkinki, bu sohada eng katta energiya kubik potensialga, eng kichigi Woods-Saxon potensialiga mos kelyapti.

Endi bir nechta boshlang'ich energetik sathlarni uchala potensial maydonida ko'rib chiqamiz:



17-rasm

Ko'rinib turganidek, birinchi sath to'liqin funksiyasi kabi kvadratik potensialda energetik sathlar katta qiymatni olmoqda. Shunday xulosa qilishimiz mumkin: o'ra keng bo'lsa, energetik sathlar qiymati kichik bo'ladi. Aksincha, tor o'rada energetik sathlar qiymatlari nisbatan katta bo'ladi.

XULOSA

1. Hozirgi kunda differensial tenglamalarning ko'rinishi shu darajada murakkablashib ketdiki ularni analitik yo'l bilan yechish imkonsiz. Shu sababli ushbu ish doirasida turli ko'rinishdagi potensial o'ralar, xususan Wood-Saxon potentsiali uchun differensial tenglamalar (Shredinger tenglamasi) sonli usulda yechildi. Ikkinchi darajali differensial tenglamani yechishda tri-diagonal usuli tanlab olindi.

2. Bitiruv malakaviy ishi davomida Woods-Saxon, kvadratik va kubik potensial o'ralar uchun natijalar olinganda kubik potensial eng tez o'suvchi, Woods-Saxon potentsiali esa eng sekin o'suvchi potensial ekanligi ko'rinadi. Lekin boshlang'ich holatlarda, ya'ni o'raning chuqur qismlarida kubik potensial kvadratik potensialga nisbatan sekin o'sishini ko'rish mumkin. Shu sababli birinchi, ikkinchi va 1000-energetik sathlar ko'rib chiqilganda 1000-energetik sath kabi yuqori energiyalar uchun zarraning o'ra tashqarisiga chiqish ehtimolligi kubik potensial uchun eng kam, Wood-Saxon potentsiali uchun eng katta bo'lib chiqadi. Kichik energiyalar uchun o'radan tashqarida bo'lish ehtimolligi Woods-Saxon potentsialida eng katta va kvadratik potentsialda eng kichik bo'ladi. Aynan yuqorida keltirilgan sabab tufayli, kvadratik potensial o'radagi energetik sathlar kubik va Woods-Saxon potentsial o'rasidagi energetik sathlarga nisbatan yuqoriroq joylashadi. Energetik sath tartibi ortishi bilan ehtimollik kabi energetik sathlar qiymatlari bo'yicha tartib ham yuqoridagidek o'zgaradi. Bundan xulosa qilish mumkinki, o'ra qancha "tor" bo'lsa, energetik sathlar qiymatlari shuncha katta, zarraning potentsial o'ra o'rtasida topilish ehtimolligi ham yuqori bo'lar ekan.

ADABIYOTLAR RO'YHATI

1. www.research.org
2. К. А. Казаков, ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРЕТИЧЕСКУЮ И
КВАНТОВУЮ МЕХАНИКУ, 231 стр
3. Professor John W. Norbury, Quantum mechanics, November 20, 2000,
297 pages
4. www.wikipedia.org
5. www.google.com
6. www.yandex.com
7. www.researchgate.net
8. Musaxanov M.M , Nazariy fizika kursi, III jild, Kvant Mexanikasi
Toshkent-2011, 354 bet
9. www.scielo.br/j/rbef/a/xLWfFVVQ96kqrTSQ9T9MC8J/?lang=en
10. galileo.phys.virginia.edu/classes/751.mf1i.fall02/OneDimSchr.htm
11. www.vitalflux.com/eigenvalues-eigenvectors-python-examples
12. scriptverse.academy/tutorials/python-eigenvalues-eigenvectors.html
13. www.hindawi.com
14. www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0375960120303248
15. www.researchgate.net/publication/356750874_Solving_1D_Time_Independent_Schrodinger_Equation_Using_Numerical_Method
16. www.docs.scipy.org/doc/scipy/reference/linalg.html
17. www.docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.linalg.eig.html
18. www.geeksforgeeks.org/numpy-linalg-eig-method-in-python/
19. www.pythonguides.com/scipy-linalg/
20. www.stackoverflow.com/questions/53540945/getting-different-answers-from-scipy-linalg-eig
21. www.stackoverflow.com/questions/10062954/valueerror-the-truth-value-of-an-array-with-more-than-one-element-is-ambiguous

- 22. researchdatapod.com/python-valueerror-the-truth-value-of-an-array-with-more-than-one-element-is-ambiguous-use-a-any-or-a-all
- 23. www.youtube.com/watch?v=cKkWUfdnmCE
- 24. www.youtu.be/ay0zZ8SUMSk
- 25. www.youtu.be/9yxvdoXbbc0
- 26. www.youtu.be/Dt_VKsSggAo
- 27. www.youtu.be/DcfYgePyedM