ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ

ФИЗИКА ФАКУЛЬТЕТИ

“ЯДРО ВА НАЗАРИЙ ФИЗИКА” КАФЕДРАСИ

“Ташқи электромагнит майдондаги диссипатив системалар” мавзусидаги

БИТИРУВ МАЛАКАВИЙ ИШИ

Бажарди: “Физака” таълим йўналиши битирувчи 4-курс талабаси Алпомишев Э.Х.

____

Илмий раҳбар:
доц. Каноков З.

____

Битирув малакавий иши кафедрадан дастлабки ҳимоядан ўтди.
_____ -сонли баённомаси “___” ________ 2012 йил

ТОШКЕНТ – 2012

Мундарижа

КИРИШ

Диссипация сўзи лотинча “dissipatio” сўзидан олинган бўлиб “сочилиш” деган маънони англатади. Биз кўпгина жараёнларни кўриб чиқанимизда уни қандайдир яқинлашишлар асосида кўриб чиқишга ўрганиб қолганмиз. Лекин, кўпгина холларда диссипацияни ҳисобга олиш янги эффектларга олиб келади.

Диссипатив жараёнларга алоқадор бўлган жараёнларни қараб чиқамиз. Бундай жараёнларнинг бири сифатида икки ядронинг қўшилиш жараёнини хам келтириш мумкин. Биз бу жараённи кўриб чиқамиз. Икки ядронинг қўшилиши асосий ядро реакцияларидан биридир. Ҳамма янги трансменделеев элементлари (яъни $Z > 101$)тўла қўшилиш реакцияларида синтез қилиб олинади. ${}^{244}_{94}Pu$ ва ${}^{248}_{96}Cm$ядролари билан ${}^{48}_{20}Ca$нинг қўшилиши натижасида 114 ва 116 элементларни синтез қилиб олинган.

Ядро тўқнашишларида уларнинг тўлиқ қўшилишига олиб борувчи, консерватив ва диссипатив кучлар таъсир қилади. Консерватив кучлар бўлган кулон, ядро ва марказдан қочма кучлари кириш потенциали тўсиғини ҳосил қилади. Шунинг учун оғир ион етарли даражада кинетик энергияга эга бўлиши керак. Диссипатив кучлар ион тўнашишда кинетик энергиянинг ядровий системани ички ғалаёнланишига сабаб бўлади.

Ядролар орасидаги таъсирлашувчи консерватив кучларни қарашда икки хил яқинлашиш мавжуд: тўсатдан (яъни тезда) ва адиабатик яқинлашиш. Агар ядро тўқнашишларини тезда бўлади деб қарайдиган бўлсак, у ҳолда бу қисқа вақт ичида ядронинг на ормаси на унинг тузилиши жиддий равишда ўзгаришга учрамайди. Ҳақиқатда ҳам шунга яқинроқ, чунки қўшилиш тахминан 10^{-22} сек вақт ичида бўлади. Баъзида уларнинг тўқнашиш вақтида ядронинг формаси тузулиши “музаганлиги” ҳақида ҳам гапирилади. Бунақа нуқтаи назар фақат ядроларнинг ўзаро ҳолатини ўзгариши билан боғлиқ бўлиб қолади. Шунинг учун улароросидаги ўзаро таъсир ядролар орасидаги масофа Rга боғлиқ бўлиб қолади. Бундайтурдаги холатлар Кулон тўсиғидан сезиларли даражада катта бўлган енгил ядро тўқнашишларида кузатилади.

Тўқнашишларда нишон сифатида оғир ядро, келиб урилаётган заррача сифатида етарли даражада катта ва энергияси Кулон тўсиғи яқинида бўлган ион хизмат қилади. Худди шундай ядро реакциялари ўта оғир элементларни синтез қилишда ишлатилади. Бундай холда ядронинг деформациясини ҳисобга олишга тўғри келиб қолади. Ядронинг қўшилишини суюқ томчи моделига асосан кўрадиган бўлсак, у ҳолда ядронинг сирти муайян шаклни эгаллайди ва тезда ядро шаклини ўзгартиради. Кўриниб турибдики бу ҳолда фақат битта параметр R анчагина мураккаб бўлган ядроларнинг таъсирлашиш жараёнини тасвирлаб бера олмайди.

Тажрибалар шуни кўрсатадики оғир ядронинг қўшилишини тасвирлаш учун камида 3 та параметр керак бўлади. Улардан бири ядролар орасидаги масофани тасвирлайди, иккинчиси системанинг массавий ассиметриясини, учунчиси эса чўзилишнинг формасини ва ўлчамини характерлайди. Системанинг потенциал энергияси бу параметрларнинг функцияси ҳисобланади.

Адиабатик яқинлашишда системанинг динамик эволюцияси йўналиши бу параметрлар орқали аниқланадиган потенциал энергиянинг минимал қиймати орқали ўтади. Қўшилиш жараёни нисбатан секин ўтади ва система ҳар бир параметрининг қиймати учун минимал потенциал энергияга жавоб берадиган конфигурацияни олишга улгуради.

Чуқур ноэластик реакцияларни ўрганиш шуни кўрсатадики Кулон тўсиғидан юқори энергияли ядроларнинг тўқнашиши кинетик энергиянинг интенсив равишда диссипацияга учрашга олиб келади. Кинетик энергия ядронинг ички ғалаёнланиш энергиясига ўтади. Тўқнашишда кинетик энергия диссипациясини микроскопик даражада тасвирлаш етарли даражада мураккаб масаладир. Кинетик энергия диссипацияси ядроларнинг нисбий ҳаракатида пайдо бўладиган ядровий ишқаланишдек қаралади.

I – боб. ЯДРО ТЎҚНАШИШЛАРИ УЧУН ЯДРО – ЯДРОВИЙ ПОТЕНЦИАЛ

1.1 Тезда яқинлашишда ядро тўқнашишлари учун ядро – ядровий потенциал.

Ядролар орасида тўқнашиш бўлган вақтда итарувчи Кулон ва марказдан қочма кучлар, ҳамда ядровий тортишиш кучлари таъсир қилади. Тезда яқинлашишда бу кучлар фақат Rнинг функцияси бўлади. Бу холда ядро – ядровий потенциал $V(R)$—Кулон, ядровий ва марказдан қочма потенциаллар йиғиндисидан иборат бўлади, яъни

$$V(R) = V_c(R) + V_N(R) + V_{rot}(r) \qquad (1.1)$$

Сферик формадаги ядролар тўқнашиши учун бу кўрсатилган потенциал фақат битта ўзгарувчи яъни ядро марказлари орасидаги масофа R функцияси бўлади.

Кулон ва марказдан қочма потенциалларни ҳисобга олиш асосий муаммони тасвирлаб бера олмайди. R учун қуйидагини ёзишимиз мумкин $R > R_1 + R_2$. Бу ерда R_1ва R_2мос равишда биринчи ва иккинчи ядроларнинг радиуслари. Кулон потенциали таъсирлашаётган иккита зарядлар учун қуйидагича олинади

$$V_c(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \qquad (1.2)$$

бу ерда Z_1ва Z_1 — ядронинг атом номери. $V_c(R)$нинг аниқ қийматини олиш учун ядроларда ферми заряд зичлиги тақсимотини ҳисобга олиш керак. Кулон потенциали бу холатда сонли ҳисоб китобларни талаб қилади. Ядрода заряд тақсимоти бутун ҳажм бўйича текис тақсимланган ҳоли учун $V_c(R)$ нинг аналитик ифодасидан фойдаланишимиз мумкин. $V_c(R)$ учун ифода қуйидаги кўринишда бўлади

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2\,(R_1 + R_2)}\left[3 - \left(\frac{R}{R_1 + R_2}\right)^2\right] \qquad (1.3)$$

бу ерда R_1ва R_2 — иккала ядронинг эквивалент радиуслари. Бу икки потенциални ${}^{16}_{8}O$ + ${}^{208}_{82}Pb$реакцияси учун $R = 0.86\,(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})$қиймати учун таққослайдиган бўлсак у ҳолда потенциаллар орасидаги фарқ 1% дан камроқ бўлади. Агар$R = 0$ учун кўрадиган бўлсак бу фарқ 7 % дан катта бўлмайди. Шунинг учун ядро – ядровий потенциални ҳисоблаш учун (1.3) ифодадан фойдалансак бўлади.

Марказдан қочма потенциал $V_{rot}(R)$ ниқуйидаги кўринишда бўлади оламиз

$$V_{rot}(R) = \frac{\hbar\, l\,(\,l+1)}{2\,\mu\,R} \qquad (1.4)$$

бу ерда$l-$тўқнашишнинг орбитал бурчак моменти, $\mu-$ядровий системанинг келтирилган массаси. Тўқнашиб ёпишганда кинетик энергиянинг тўлиқ диссипациясидан сўнг системанинг инерция моменти $\mu\,R^2 + j_1 + j_2$га тенг бўлиб қолади. Бу ерда j_1 ва j_2 таъсирлашаётган ядроларнинг инерция моментлари. $V_N(R)$ни ҳисобга олганимизда муаммо юзага келади. $V_N(R)$ нинг турли хил моделларда турли хил қийматлари мавжуддир.

1.2 Саксон – Вудснинг оптик потенциали

Саксон – Вудснинг феноменологик оптик потенциали енгил бомбардировка қилувчи ядроларга(p, n, d, t, ${}^{3}_{2}He$, ${}^{4}_{2}He$)лар ядролари билан таъсирлашишини тасвирлаш учун кенг қўлланилади. У оғир ион билан ядрони ўзора таъсирини тавфсифлаш учун қўлланилган. Шундай қилиб [1] да Саксон – Вудс потенциали ёрдами билан тўқнашиш энергияси 5 дан 10МэВ/нуклон гача бўлган ${}^{12}_{6}C$, ${}^{14}_{7}N$, ${}^{16}_{8}O$, ${}^{20}_{10}Ne$лар орқали ${}^{238}_{92}U$нинг бўлиниш кесимини ифодалашга эришилди. Бўлиниш кесими бу экспериментларда 3 тартибдаги катталикка ўзгарди. Қайд қилиб ўтамизки берилган реакцияларда бўлиниш кесими ташкилий ядронинг шаклланиш кесимига яқин. [2] ва [3] да Саксон – Вудс оптик потенциали ёрдамида бўлинган уран ва кюрий изотопларидаги нишон ${}^{12}_{6}C$, ${}^{13}_{6}C$ лар ионлари билан нурлантирилганда ташкилий ядродан 3 дан 8 гача нейтрон чиқишидаги ҳол учун уйғониш реакцияси функциясини тасвирлашга эришилди.

Агар тўқнашувчи ядроларнинг $Z_1 Z_2$кўпайтмаси атом номеридан битта параметрни Саксон – Вудс оптик потенциалига аниқ боғлиқ ҳолда киритсак, унда Z_1 ва Z_2 кенг диапозонда оғир ташкилий ядролар ҳосил бўлиш кесимини акс эттириш ва ўта оғир элементлар ҳосил бўлиш кесимини олдиндан айтиб беришга эришилди. [4]да Саксон – Вудс оптик потенциалидан қуйидаги кўринишда фойдаланилган

$$V_N(R) = V_0 \left\{ 1 + \exp\left[\frac{R - r_0 \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right)}{d} \right] \right\}^{-1} \qquad (1.5)$$

бу ерда V_0 , d, r_0 $-$оптик потенциал параметрлари. A_1ва A_2 эса тўқнашувчи ядролар масса сони. V_0 , r_0 катталиклар қуйидагича қайд қилинган: $V_0 = -70$ МэВ, $r_0 = 1.26$ Фм. d параметр катталиги эса қуйидаги муносабатга мувоффиқ ўзгаради

$$d = 0.950 - 0.00039\, Z_1 Z_2 (\text{Фм}) \qquad 1.6$$

Саксон – Вудс оптик потенциали феноменологик потенциалдир. Унинг параметрлари шундай танланадики бунда экспериментал натижаларни энг яхши кўринишда акс эттириш керак.

2 – боб. ЯДРОНИНГ ТЎЛА ҚЎШИЛИШ МОДЕЛИ

2.1 Критик масофа модели

Ядронинг тўла қўшилишини ўрганувчи экспериментларда ташкилий ядронинг вужудга келиш кесмини ўрганади ва $\sigma_{cn}(E)$бомбардировка қилувчи ионлар энергиясининг кесимга боғлиқлиги ўрганилади. Табиийки ядронинг тўла қўшилишида назарий моделда ҳаммасидан олдин $\sigma_{cn}(E)$ ни ҳисоблаш кўрсатилади. Ташкилий ядродаги тўқнашувчи ядроларнинг қайта қурилиш жараёни эксперементал кузатувлардан яширин тарзда кечади. Экспериментаторлар ташкилий ядронинг шаклланиш механизми ҳақидаги тасаввурларнинг бири ёки бошқасини афзал кўришмайди яъни улар учун эксперементдан олинган натижа муҳумроқдир. Аммо $\sigma_{cn}(E)$ ни турли моделларда, бу механизм ҳақида билишга эга бўлмасдан туриб ҳам тавсифлашга эришилди.

60 – 70 йиллар экспериментларида унча оғир бўлмаган $^{12}_{6}C$, $^{14}_{7}N$, $^{16}_{8}O$, $^{20}_{10}Ne$ ионларидан фойдаланилган. Бу реакцияларда яъни ионлар билан кечадиган реакцияларда учиб келган ядронинг ядро – нишон билан қамраб олиниши ташкилий ядронинг шаклига олиб келган. Шунинг учун тўла қўшилиш кесми $\sigma_{cn}(E)$, қамраш кесми $\sigma_{c}(E)$ мос тушади ва назария масаласи қамраб олишни амалга ошириш учун керак бўладиган шартларни очишга олиб келади.

Ядронинг қўшилиш моделининг биринчиларидан бири бу ташкилий ядро ҳосил бўлиш имконияти фақат ядро – ядровий потенциал билан аниқланади. Бу критик масофа модели Лефор ва бошқалар томонидан таклиф қилинган [3]. Бу модел шуни назарда тутадики тўқнашаётган ядролар тўла қўшилиш бўлиши учун $R = R_{cr}$масофагача яқинлашиши керак. Критик масофа қуйидаги ифода ёрдамида аниқланиди

$$R_{cr} = r_{cr}\left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}\right) \qquad (2.1)$$

бу ерда A_1ва A_2 — эса тўқнашувчи ядролар масса сони, r_{cr}— эмпирик танланган параметр. Жуда кўп ядро реакциялар учун $r_{cr} = (\ 1.0\ \pm 0.07\ )$Фм чегарасида ётади.

Критик масофа моделида ядроларнинг тўқнашиши тезда яқинлашишдек қаралади ва ядронинг тузулиши ва шакли R_{cr} масофагача яқинлашгунга қадар “музлаган” деб қаралади. Ядронинг ҳаракатини классик заррачанинг ҳаракатидек қаралади. Ядро – ядровий потенциал Кулон, марказдан қочма ва ядровий потенциалларнинг йиғиндисидан ташкил топган, бўлиб у фақат битта параметрга боғлиқ деб қаралади. Ядровий потенциал $V_n\,(R)$, энергия зичлиги методи билан бўйича ҳисобланади. Тўқнашиш энергияси Кулон тўсиғига яқин бўлган ҳолларда бурчак моментининг катта қийматларида $(l\ =\ l_{cr}\ )$парциаль тўлқин учун тўла қўшилиш кесми σ_F, кириш потенциали тўсиғи баландлиги билан аниқланади, яъни

$$V_{l_{cr}}(R_l) = \ E_{CM} \qquad (2.2)$$

бу ҳолатда қўшилиш кесми нолдан l_{cr}гача ҳамма парциаль тўлқинлар йиғиндисидан иборат бўлади

$$\sigma_F \ = \pi\,\lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{cr}} (\,2l + 1) = \pi\,\lambda^2 (\,l_{cr} +\ 1)^2 \qquad (2.3)$$

Тўла қўшилиш кесмини яна бошқа бир ифода ёрдамида ҳам ифодалаш мумкин

$$\sigma_F \ = \pi\,{R_l}^2 \left(1 - \frac{V(R_l)}{E_{CM}}\right) \qquad (2.4)$$

Кичик тебранишни яъни R_l ва R_0 орасидаги вариацияни ҳисобга олмасак у ҳолда тўла қўшилиш кесми қуйидагига тенг бўлади, яъни

$$\sigma_F \ = \pi\,{R_l}^2 \left(1 - \frac{V(R_0)}{E_{CM}}\right) \qquad (2.5)$$

Бу муносабат экспериментларда исботланган σ_F нинг $1/E_{CM}$ га чизиқли боғлиқлигига мос келади.

Кулон тўсиғидан юқори энергияларда кириш потенциали тўсиғи $V_{cr}(R_0)$ тўқнашиш кинетик энергиясидан сезиларли даражада кичик бўлиб кўринади. Шунинг учун парциаль тўлқин учун бурчак моменти қийматини аниқлаб бўлмай қолади. Бу ҳолатда l_{cr} , $R = R_{cr}$гача яқинлашиши билан аниқланади

$$V_{l_{cr}}(R_{cr}) = E_{CM} \qquad (2.6)$$

Тўла қўшилиш кесими қуйидаги муносабат ёрдамида аниқланади

$$\sigma_F = \pi {R_{cr}}^2 \left(1 - \frac{V(R_0)}{E_{CM}} \right) \qquad (2.7)$$

Худди биринчи холдагидек σ_F нинг қиймати $1/E_{CM}$ га чизиқли равишда боғлангандир.

2.2 Сиртий ишқаланишли ва динамик деформацияли ядро модели

Сиртий ишқаланишли классик динамик модел нафақат ядроларнинг қўшилиши тасвирлашда фойдаланилади. Шунингдек чуқур ноэластик реакциялар анализини кўрсатишда ҳам фойдаланилади. Бу моделда чуқур ноэластик реакция кечиши махсулотлари кинетик энергиясини акс эттириб бўлмайди. Чунки ҳисоб китоб энергиялари экспериментда қайд қилинганидан сезиларли даражада каттадир. Сочилиш реакция канали чиқишидаги ядролар деформацияси ҳисобига тўғри келади. Классик динамик моделларда ядролар тўқнашиши ядро шакли “музлаган”дек яъни ядролар бир – бирига тез яқинлашишдагидек кўринади.

Гросс ва Сатлатси кириш ва чиқиш реакция каналлари учун сиртий ишқаланишли динамик деформация моделини киритди. Бунда фақат квадрупол деформация қаралган эди. Бунда тўқнашувчи ядролар ялпоқ шаклни олади, иккиланган ядро системасининг парчаланган ядроси кучли ботгандир. Ядролар деформациялари бир хил қўйилганди. Фребих бу йўлни кенгайтириб ҳар бир тўқнашувчи ядролар учун ассимметрик ядро реакциялари ҳоли учун мавжуд бўлган индивидуал деформацияни киритди.

Лагранжиан ва Релеей диссипатив функциялари тўқнашувчи ядро системалари учун қуйидаги кўринишда бўлади

$$L = \frac{P_r^2}{2\mu} + \frac{l^2}{2\mu r^2} + \sum \frac{\pi_i^2}{2D_i} + V(r,\alpha_i) - \frac{1}{2}\sum C_i \alpha_i^2 \qquad 2.8$$

$$R = \frac{1}{2}K_r \dot{r}^2 + \frac{1}{2}K_\text{ф} r^2 \dot{\Phi}^2 + \sum \dot{r}\dot{\alpha}_i + \frac{1}{2}\sum K_{\alpha_i,\alpha_j}\dot{\alpha}_i\dot{\alpha}_j \qquad 2.9$$

бу ердаги лагранжианда P_r—радиал импульс, r —ядро марказлари орасидаги масофа, l — тўқнашишнинг бурчак моменти, α_i— деформация параметри, π_i—гармоник деформация модаси учун олинган импульс, μ — келтирилган масса, D_i ва C_i ядронинг суюқ томчи модели учун томчи массаси ва деформацияси параметри, $V(r,\alpha_i)$ — ядро – ядровий потенциал.

Релеей диссипатив функциясидаги K_r ва $K_\text{ф}$ — радиал ва потенциал ишқаланиш параметрлари, K_{r,α_i} —радиал ҳаракат ва квадрупол вебрация орасидаги боғланишни ҳарактерлайдиган коэффициент, K_{α_i,α_j} — иккала ядро вибрацияси орасидаги боғланиш коэффициенти.

Ҳаракат тенгламасини топсак у қуйидагича бўлади

$$\dot{r} = \frac{P_r}{\mu}\dot{\Phi} = \frac{l}{\mu R^2}$$

$$\dot{P}_r = -\frac{dV(r,\alpha_i)}{dr} - K_r\frac{P_r}{\mu} - \sum K_{r,\alpha_i}\frac{\pi_i}{D_i}$$

$$\dot{l} = \frac{K_\text{ф}}{\mu(l - l_s)}\dot{\alpha}_i = \frac{\pi_i}{D_i}$$

$$\dot{\pi}_i = -\frac{dV(r,\alpha_i)}{d\alpha_i} - \sum_j K_{\alpha_i,\alpha_j}\frac{\pi_j}{D_j} - K_{r,\alpha_i}\frac{P_r}{\mu} - C_i\alpha_i$$

3 – боб. ТАШҚИ МАЙДОНДАГИ ДИССИПАТИВ СИСТЕМАЛАР

3.1 Ташқи электр ва магнит майдондаги микрозарранинг ҳаракати.

Бу масалани кўриб чиқишдан асосий мақсад ташқи электр ва магнит майдонидаги зарядланган макрозарранинг ҳаракатини ўрганишдир.Бу ҳолда зарра қандайдир қовушоқ муҳитда ҳаракатланаётган бўлсин. Бу ҳолда заррачага оғирлик кучи, ковушоқлик кучи ҳамда Лоренц кучи таъсир қилади. Зарранинг ҳаракат тенгламасини қуйидагича ёзилади

$$m\dot{\vec{v}} = m\vec{g} - k\vec{v} + e\vec{E} + e\left[\vec{v}\vec{H}\right] \qquad (3.1)$$

$\vec{g}$нинг йўналишини Oz ўқи йўналишига тескари деб танлаб оламиз. Бу вектор тенгламани скаляр кўринишдаги тенгламага ўтадиган бўлсак у қуйидагича бўлади

$$\begin{cases} \dot{v}_x = -\gamma\, v_x + \omega_z v_y - \omega_y v_z + a_x \\ \dot{v}_y = -\gamma\, v_y + \omega_x v_z - \omega_z v_x + a_y \\ \dot{v}_z = -\gamma\, v_z + \omega_y v_x - \omega_x v_y + a_z \end{cases} \qquad (3.2)$$

бу ерда ω_x, ω_y ва ω_z циклотрон частоталари бўлиб қуйидагига тенг

$$\omega_x = \frac{eH_x}{m}, \qquad \omega_y = \frac{eH_y}{m}, \qquad \omega_z = \frac{eH_z}{m} \qquad (3.3)$$

Шунингдек

$$a_x = \frac{eE_x}{m}, \qquad a_y = \frac{eE_y}{m}, \qquad a_z = \frac{eE_z}{m} - g$$

$$\gamma = \frac{k}{m}, \qquad k = 6\pi\eta\, R$$

га тенг деб киритиб олдик. (3.2) тенгламалар системасини Лаплас методи ёрдамида ечамиз. Алмаштиришлардан сўнг тенгламанинг кўриниши қуйидагича бўлади

$$\begin{cases} (S+\gamma)v_x(S) - \omega_z\, v_y(S) + \omega_y v_z(S) = a_x + v_x(0) \\ \omega_z\, v_x(S) + (S+\gamma)v_y(S) - \omega_x v_z(S) = a_y + v_y(0) \\ -\omega_y\, v_x(S) + \omega_x v_y(S) + (S+\gamma)v_z(S) = a_z + v_z(0) \end{cases} \qquad (3.4)$$

Бу алмаштиришдан сўнг тезлик компоненталарини қўйидагича топишимиз мумкин

$$v_x(t) = A_1(t)v_x(0) + A_2(t)v_y(0) + A_3(t)v_z(0) + A_x(t) + A_y(t) + A_z(t)$$
$$v_y(t) = B_1(t)v_x(0) + B_2(t)v_y(0) + B_3(t)v_z(0) + B_x(t) + B_y(t) + B_z(t)$$
$$v_z(t) = D_1(t)v_x(0) + D_2(t)v_y(0) + D_3(t)v_z(0) + D_x(t) + D_y(t) + D_z(t)$$

Агар $v_x(0) = v_y(0) = v_z(0) = 0$ деб оладиган бўлсак анча содда кўринишга келиб қолади. Агар $A_x(t)$, $A_y(t)$, $A_z(t)$, $B_x(t)$, $B_y(t)$, $B_z(t)$, $D_x(t)$, $D_y(t)$, $D_z(t)$ ларнинг қийматларини қўядиган бўлсак ва бир марта интегралласак у ҳолда қуйидаги кўринишдаги тенгламани оламиз

$$x(t) = a_x \sum_{i=1}^{3} \frac{\beta_i}{S_i^2}(e^{S_i t} - 1 - S_i t)(\omega_x^2 + (S_i + \gamma)^2) +$$
$$+ a_y \sum_{i=1}^{3} \frac{\beta_i}{S_i^2}(e^{S_i t} - 1 - S_i t)\left(\omega_x\omega_y + \omega_z(S_i + \gamma)\right) +$$
$$+ a_z \sum_{i=1}^{3} \frac{\beta_i}{S_i^2}(e^{S_i t} - 1 - S_i t)\left(\omega_x\omega_z - \omega_y(S_i + \gamma)\right) +$$
$$+ x(0) \qquad (3.5)$$

$y(t)$ва$z(t)$ шунга ўхшаш тенгламага келади лекин айнан шундай эмас. (3.5) даги бетта коэффициент қуйидагига тенг

$$\begin{cases} \beta_1 = \dfrac{1}{(S_1 - S_2)(S_1 - S_3)} \\ \beta_2 = \dfrac{1}{(S_2 - S_1)(S_2 - S_3)} \\ \beta_3 = \dfrac{1}{(S_3 - S_1)(S_3 - S_2)} \end{cases} \qquad (3.6)$$

Агар тенгламани ҳисоблаб чиқсак у ҳолда $x(t)$учун қуйидаги боғланишни оламиз

$$x(t) = -g\left[\frac{\omega_x\omega_y}{\gamma^2\Omega^2}(e^{-\gamma t} + \gamma t - 1) - \frac{1}{\Omega^2(\gamma^2+\Omega^2)^2} *\right.$$
$$* \left[(\gamma^2+\Omega^2)\omega_x\omega_z e^{-\gamma t}\cos(\Omega t) + (\gamma^2 - \Omega^2)\omega_x\omega_z(\gamma t - 1) +\right.$$

$$+(\gamma^2-\Omega^2)\Omega\omega_y e^{-\gamma t}\sin(\Omega t)-\ (\gamma^2-\Omega^2)\Omega^2\omega_y t-2\,\gamma\Omega\omega_x\omega_z e^{-\gamma t}\sin(\Omega t)+$$
$$+\ 2\,\gamma\,\Omega^2\omega_x\omega_z t+\ 2\,\gamma\,\Omega^2\omega_y e^{-\gamma t}\cos(\Omega t)+2\,\gamma\,\Omega^2\omega_y(\gamma t\ -1)]\Big]$$

бу ерда $\Omega^2 = \ \Omega_x^2\ +\ \Omega_y^2\ +\ \Omega_z^2$

Бу тенгламаларни худди шунингдек $y(t)$ва$z(t)$ҳам топишда олиш мумкин. Бу ечимдан кўриниб турубдики сўниш мавжуд ва бу $e^{-\gamma t}$ да кўриниб турубди. Агар γ қанча катта бўлса унинг сўниши ҳам шунча юқори бўлади. γ нинг ўзи ҳам R нинг функциясидир. Бундан айтиш мумкинки сўниш заррачанинг ўлчамига ҳам боғлиқ экан.

3.2 Ташқи электр ва магнит майдонидаги диссипатив системалар

Ҳозирги кунда физиканинг турли хил соҳаларида магнит майдонининг таъсири бизга яхши маълум.Электр ўтказувчанлик, иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия ва бошқа кинетик параметрларга магнит майдон таъсир қилиш натижасида мувазанат ҳолатидан кичик чекланишларга олиб келади. Магнит майдоннинг кучли ёки кучсиз дейишимиз таъсирга қараб айтилади. Мисол учун магнит майдонинг 10^5Т катта бўлиши электронларнинг ядро билан Кулон ўзаро таъсиридан етарли даражада катта бўлишига олиб келади. Ташқи электр ва магнит майдонида ($\vec{E}$ ва $\vec{B}$ да)электронни кўриб чиқамиз. Масса маркази саноқ системасида системанинг умумий Гамилтониани қуйидагича бўлади

$$H = H_c + H_b + H_{cb} \qquad (3.7)$$

Бу Гамилтонианда биринчи қисми зарядланган заррани ташқи электр ма магнит майдонидаги кинетик энергиясини тасвирлайди.$e = |e|$деб олсак у ҳолда

$$H_c = \frac{1}{2m_x}(p_x - eA_x(x,y))^2 + \frac{1}{2m_y}(p_y - eA_y(x,y))^2 + eE_x x \qquad (3.8)$$

ёки

$$H_c = \frac{\pi_x^2}{2m_x} + \frac{\pi_y^2}{2m_y} + eE_x x \qquad (3.9)$$

Бу ҳолатда магнит майдони zўқи бўйича йўналган деб танлаб олдик. Бу ердаги m_x ва m_y эффектив масса тензорининг компоненталари, p_x ва p_y импульнинг компоненталаридир. Бу ерда $\vec{A} = (-\frac{B}{2}, \frac{B}{2}, 0)$ва электр майдони $E_x x$ўқи йўналишидадир. Қулайлик учун биз қуйидаги белгилашни киритиб оламиз

$$\pi_x = p_x + \frac{1}{2}m_x\omega_{cx}\, y$$

$$\pi_y = p_y + \frac{1}{2}m_y\omega_{cy}\, x$$

$$\omega_{cx} = \frac{eB}{m_x}\omega_{cy} = \frac{eB}{m_y}$$

бу ердаги ω_{cx} ва ω_{cy} — циклотрон частота компоненталаридир.

Тенгламадаги иккинчи қисм эса фононлар термастатининг Гамилтонианини ифодалаб беради ва у қуйидагига тенгдир

$$H_b = \sum_{\nu} \hbar\, \omega_\nu b_\nu^+ b_\nu \qquad (3.10)$$

бу ерда b_ν^+ ва b_ν — туғдирувчи ва ўлдирувчи фонон операторларидир. Гамилтониандаги учунчи ҳад эса термостат ва коллектив система орасидаги ўзаро таъсирни ифодалайдива у қуйидагига тенг

$$H_{cb} = \sum_{\nu} V_\nu\left(\vec{R}\right)(b_\nu^+ + b_\nu) + \sum_{\nu} \frac{1}{\hbar\omega_\nu} V_\nu^2\left(\vec{R}\right) \qquad (3.11)$$

Гамилтониан тенгламасидан фойдаланиб x, y, π_x, π_y, b_ν^+ваb_ν лар учун ҳаракат тенгламаларини ёзамиз

$$\dot{x}(t) = \frac{i}{\hbar}[H, x] = \frac{\pi_x(t)}{m_x}$$

$$\dot{y}(t) = \frac{i}{\hbar}[H, y] = \frac{\pi_y(t)}{m_y}$$

$$\dot{\pi_x}(t) = \frac{i}{\hbar}[H, \pi_x] =$$

$$= \pi_y(t)\omega_{cy} - eE_x - \sum_{\nu} V'_{\nu,x}(\vec{R})\,(b_\nu^+ + b_\nu) - 2\sum_{\nu} \frac{V_\nu\left(\vec{R}\right)V'_{\nu,x}(\vec{R})}{\hbar\omega_\nu}$$

$$\dot{\pi_y}(t) = \frac{i}{\hbar}\left[H, \pi_y\right] =$$

$$= -\pi_x(t)\omega_{cx} - \sum_{\nu} V'_{\nu,y}(\vec{R})\,(b_\nu^+ + b_\nu) - 2\sum_{\nu} \frac{V_\nu\left(\vec{R}\right)V'_{\nu,y}(\vec{R})}{\hbar\omega_\nu}$$

$$\dot{b_\nu^+}(t) = \frac{i}{\hbar}[H, b_\nu^+] = i\omega_\nu b_\nu^+(t) + \frac{i}{\hbar} V_\nu\left(\vec{R}\right)$$

$$\dot{b_\nu}(t) = \frac{i}{\hbar}[H, b_\nu] = -i\omega_\nu b_\nu(t) - \frac{i}{\hbar} V_\nu\left(\vec{R}\right)$$

$$b_\nu^+(t) + b_\nu(t) =$$
$$= f_\nu^+(t) + f_\nu(t) - \frac{2V_\nu(\vec{R})}{\hbar\omega_\nu}$$
$$-\frac{i}{\omega_\nu}\int_0^t d\tau\left[\dot{\Phi}^+(\tau)\exp\big(i\omega_\nu(t-\tau)\big) - \dot{\Phi}(\tau)\exp\big(-i\omega_\nu(t-\tau)\big)\right]$$
$$b_\nu^+(t) - b_\nu(t) =$$
$$= f_\nu^+(t) - f_\nu(t)$$
$$-\frac{i}{\omega_\nu}\int_0^t d\tau\left[\dot{\Phi}^+(\tau)\exp\big(i\omega_\nu(t-\tau)\big) + \dot{\Phi}(\tau)\exp\big(-i\omega_\nu(t-\tau)\big)\right]$$

Буларни агар биз тенгламага олиб бориб қўядиган бўлсак у ҳолда ночизиқли интегро – диффиренциал тенгламаларни оламиз.

$$\dot{x}(t) = \frac{\pi_x(t)}{m_x}$$
$$\dot{y}(t) = \frac{\pi_y(t)}{m_y}$$

$$\dot{\pi_x}(t) = \pi_y(t)\omega_{cy} - eE_x - \frac{1}{2}\int_0^t d\tau\{K_{xx}(t,\tau)\dot{x}(t)\}_+ - \frac{1}{2}\int_0^t d\tau\{K_{xy}(t,\tau)\dot{x}(t)\}_+ + F_x(t)$$

$$\dot{\pi_y}(t) = -\pi_x(t)\omega_{cx} - \frac{1}{2}\int_0^t d\tau\{K_{yy}(t,\tau)\dot{y}(t)\}_+ - \frac{1}{2}\int_0^t d\tau\{K_{xy}(t,\tau)\dot{y}(t)\}_+ + F_y(t)$$

Бу тенгламалардаги асосий диссипатив ядро бу қуйидагилардир

$$K_{xx}(t,\tau) = \sum_\nu \frac{1}{\hbar\omega_\nu}\{V'_{\nu,x}(t)V'_{\nu,x}(\tau)\}_+\cos\left(\omega_\nu(t-\tau)\right)$$
$$K_{xy}(t,\tau) = \sum_\nu \frac{1}{\hbar\omega_\nu}\{V'_{\nu,x}(t)V'_{\nu,y}(\tau)\}_+\cos\left(\omega_\nu(t-\tau)\right)$$
$$K_{yx}(t,\tau) = \sum_\nu \frac{1}{\hbar\omega_\nu}\{V'_{\nu,y}(t)V'_{\nu,x}(\tau)\}_+\cos\left(\omega_\nu(t-\tau)\right)$$

$$K_{yy}(t,\tau) = \sum_{\nu} \frac{1}{\hbar\omega_\nu} \{V'_{\nu,y}(t)V'_{\nu,y}(\tau)\}_{+} \cos(\omega_\nu(t-\tau))$$

Стохастик кучлар эса қуйидагига тенг

$$F_x(t) = \sum_{\nu} F_x^{\nu}(t) = -\sum_{\nu} V'_{\nu,x} \left[f_\nu^{+}(t) + f_\nu(t) \right]$$

$$F_y(t) = \sum_{\nu} F_y^{\nu}(t) = -\sum_{\nu} V'_{\nu,y} \left[f_\nu^{+}(t) + f_\nu(t) \right]$$

Ҳаракат тенгламасини ечиш учун Лаплас алмаштиришларидан фойдалансак тенгламани ечиш анча осонлашади.

Лаплас алмаштиришларидан сўнг тенглама қуйидаги кўринишга келади

$$x(S)S = x(0) + \frac{\pi_x(S)}{m_x}$$

$$y(S)S = y(0) + \frac{\pi_y(S)}{m_y}$$

$$\pi_x(S)S + \frac{\pi_x(S)}{m_x}\Big(K_{xx}(S) + K_{xy}(S)\Big) = \pi_x(0) + \omega_{cy}\pi_y(S) - \frac{1}{S} eE_x + F_x(S)$$

$$\pi_y(S)S + \frac{\pi_y(S)}{m_y}\Big(K_{yy}(S) + K_{yx}(S)\Big) = \pi_y(0) - \omega_{cy}\pi_x(S) + F_y(S)$$

Бу система ечимга эга бўлиши учун қуйидаги дитерминант нолга тенг бўлиши керак

$$D = S\left(m_x m_y \omega_c^2 + (K_{xx}(S) + m_x S)\Big(K_{yy}(S) + m_y(S)\Big)\right) = 0$$

Шундай қилиб, биз тенгламанинг ечимини қуйидаги кўринишда оламиз

$$x(t) = x(0) + A_1(t)\pi_x(0) + A_2(t)\pi_y(0) - A_3(t)eE_x + \int_0^t A_1(t)F_x(t-\tau)d\tau$$

$$+ \int_0^t A_2(t)F_y(t-\tau)d\tau$$

$$y(t) = y(0) + B_1(t)\pi_y(0) - B_2(t)\pi_x(0) + B_3(t)eE_x - \int_0^t B_2(t)F_x(t-\tau)d\tau$$

$$+ \int_0^t B_1(t)F_y(t-\tau)d\tau$$

$$\pi_x(t) = C_1(t)\pi_x(0) + \ C_2(t)\pi_y(0) - \ C_3(t)eE_x + \int_0^t C_1(t)F_x(t-\tau)d\tau$$

$$+ \quad \int_0^t C_2(t)F_y(t-\tau)d\tau$$

$$\pi_y(t) = D_1(t)\pi_y(0) - \ D_2(t)\pi_x(0) + \ D_3(t)eE_x - \int_0^t D_2(t)F_x(t-\tau)d\tau$$

$$+ \quad \int_0^t D_1(t)F_y(t-\tau)d\tau$$

Бу ердаги вақтга боғлиқ бўлган коэффициентлар қуйидагига тенг

$$A_1(t) = \ \hat{L}^{-1}\left[\frac{K_{xx}(S) + K_{yx}(S) + \ m_y S}{D}\right] = \ B_1(t)]_{x\leftrightarrow y}$$

$$A_2(t) = \ m_y\omega_{cy}\hat{L}^{-1}\left[\frac{1}{D}\right] = B_2(t)]_{x\leftrightarrow y}$$

$$A_3(t) = \ \hat{L}^{-1}\left[\frac{K_{yy}(S) + K_{yx}(S) + \ m_y S}{SD}\right]$$

$$B_3(t) = \ m_x\omega_{cx}\hat{L}^{-1}\left[\frac{1}{SD}\right]$$

$$C_1(t) = \ m_x\hat{L}^{-1}\left[\frac{S(K_{yy}(S) + K_{yx}(S) + \ m_y S)}{D}\right] = \ D_1(t)]_{x\leftrightarrow y}$$

$$C_2(t) = \ m_x m_y\omega_{cx}\hat{L}^{-1}\left[\frac{S}{D}\right] = D_2(t)]_{x\leftrightarrow y}$$

$$C_3(t) = \ m_x\hat{L}^{-1}\left[\frac{K_{yy}(S) + K_{yx}(S) + \ m_y S}{D}\right]$$

$$D_3(t) = \ m_x m_y\omega_{cx}\hat{L}^{-1}\left[\frac{1}{D}\right]$$

бу ердаги $\hat{L}^{-1}$ тескари Лаплас алмаштиришларини белгилайди.

Тенгламаларни ўртачалаб ўртача қийматларни топадиган бўлсак у қуйидагига тенг бўлади.

$$\langle\dot{x}(t)\rangle = \frac{\langle\pi_x(t)\rangle}{m_x}\langle\dot{y}(t)\rangle = \frac{\langle\pi_y(t)\rangle}{m_y}$$

$$\langle\dot{\pi_x}(t)\rangle \ = \ \varpi_{cy}\langle\pi_y(t)\rangle - \ \lambda_{\pi_x}\langle\pi_x(t)\rangle - \ e\,\widetilde{E_{xx}}$$

$$\langle\dot{\pi_y}(t)\rangle \ = \ -\varpi_{cx}\langle\pi_x(t)\rangle - \ \lambda_{\pi_y}\langle\pi_y(t)\rangle - \ e\,\widetilde{E_{xy}} \qquad (3.12)$$

бу ердаги ишқаланиш коэффициентлари қуйидагига тенгдир

$$\lambda_{\pi_x} = -\frac{D_1(t)\dot{C_1}(t) + D_2(t)\dot{C_2}(t)}{C_1(t)D_1(t) + C_2(t)D_2(t)}$$

$$\lambda_{\pi_y} = -\frac{C_1(t)\dot{D_1}(t) + C_2(t)\dot{D_2}(t)}{C_1(t)D_1(t) + C_2(t)D_2(t)} \qquad (3.13)$$

Қайта нормаллашган циклотрон частотаси қуйидагига тенгдир

$$\varpi_{cx} = \frac{D_1(t)\dot{D_2}(t) - D_2(t)\dot{D_1}(t)}{C_1(t)D_1(t) + C_2(t)D_2(t)}$$

$$\varpi_{cy} = \frac{C_1(t)\dot{C_2}(t) - C_2(t)\dot{C_1}(t)}{C_1(t)D_1(t) + C_2(t)D_2(t)} \qquad (3.14)$$

Электр майдон компоненталари эса қуйидагига тенгдир

$$\widetilde{E_{xx}} = E_x\big(D_3(t)\varpi_{cy} + C_3(t)\lambda_{\pi_x} + \dot{C_3}(t)\big)$$

$$\widetilde{E_{yy}} = E_x\left(C_3(t)\varpi_{cx} - D_3(t)\lambda_{\pi_y} - \dot{D_3}(t)\right) \qquad (3.15)$$

3.3 Термостат билан чизиқли боғланишли бўлган ҳолат

Термостат билан чизиқли боғланишли ҳолат учун тўла Гамилтониан ифодасининг боғланишни ифодаловчи учунчи ҳадини қуйидагича ёзишимиз мумкин

$$H_{cb} = \sum_{\nu}(x\alpha_\nu + y\beta_\nu)(b_\nu^+ + b_\nu) + \sum_{\nu}\frac{1}{\hbar\omega_\nu}(x\alpha_\nu + y\beta_\nu)^2 \qquad (3.16)$$

бу ерда α_ν ва β_ν ҳақиқий боғланиш ўзгармаслари. Бу ердаги координаталар коллектив системанинг координаталаридир. Стохастик куч ва диссипатив ядро ифодалари қуйидагича бўлади

$$F_x(t) = \sum_{\nu}\alpha_\nu f_\nu \, F_y(t) = \sum_{\nu}\beta_\nu f_\nu \qquad (3.17)$$

$$K_{xx}(t-\tau) = \sum_{\nu}\frac{2\alpha_\nu^2}{\hbar\omega_\nu}\cos\big(\omega_\nu(t-\tau)\big)$$

$$K_{yy}(t-\tau) = \sum_{\nu}\frac{2\beta_\nu^2}{\hbar\omega_\nu}\cos\big(\omega_\nu(t-\tau)\big) \qquad (3.18)$$

Бу ерда F_x^γ ва F_y^γ орасида ўзаро боғлиқлик бўлмаганлиги учун $K_{xy} = K_{yx} = 0$ бўлади.

(3.18) тенгламадаги диссипатив ядро ифодаси Лаплас ва Фурье алмаштиришларидан сўнг қулай кўринишга келади, яъни

$$K_{xx}(t) = m_x\lambda_x\gamma e^{-\gamma|t|} K_{yy}(t) = m_y\lambda_y\gamma e^{-\gamma|t|}$$

$$K_{xx}(S) = \frac{m_x\lambda_x\gamma}{S+\gamma} K_{yy}(S) = \frac{m_y\lambda_y\gamma}{S+\gamma}$$

$$K_{xx}(\omega) = \frac{m_x\lambda_x\gamma}{\gamma - i\omega} K_{yy}(\omega) = \frac{m_y\lambda_y\gamma}{\gamma - i\omega} \qquad (3.19)$$

бу ердаги ишқаланиш коэффициентлари λ_x ва λ_y

ХУЛОСА

Ташқи майдондаги диссипатив системалар ўрганилиб чиқиш натижасида қуйидаги энг муҳум бўлган натижалар олинди.

1. Олинган ечимлар ёрдамида ишқаланиш коэффициентлари аниқланди.

2. Қайта нормаллашган частота аниқланди.

Адабиётлар

1. MohsenR. “Classical and Quantum Dissipative Systems”.Imperial College Press.   London   2005.

2. И. Ольховский .“Курстеоретическойфизикидляфизиков ” .М.: “Наука” 1970 г.

3. “Физика элементарных частиц и атомного ядро” 2004 г. Выпуск 4. Том 35

Чоп қилинган мақолалар

1. Ш.З.Канокова, Э.Х.Алпомишев и др. “Квантовое диффузионное уравнение для редуцированной матрицы плотности”, “Ўзбекистоннинг инновацион тараққиёти – ёшлар нигоҳида” 2010 йил   228 – 229 бетлар.

2. Э.Х.Алпомишев и др.   “Диссипативные системы во внешнем магнитном поле”.“Ўзбекистоннинг инновацион тараққиёти – ёшлар нигоҳида” 2010 йил 229 – 233 бетлар.

3. Алпомишев Э.Х. Султонов О. З.   “Электр зарядига эга бўлган кичик жисмнинг қаршилик кучи мавжуд бўлган ҳолдаги бир жинсли оғирлик, электр ва магнит майдонларидаги ҳаракати”. “Ўзбекистоннинг инновацион тараққиёти – ёшлар нигоҳида” 2010 йил   106 – 107 бетлар.