

IV BÖLMƏ

YÜKSƏK ENERLİLƏR, NƏZƏRİ VƏ ASTROFİZİKA

Everything should be made
as simple as possible, but
not one bit simpler.

A.Einstein

SOYUQ İNFLYASIYA – KÖRÜKLƏNƏN KAINAT VƏ SKALYAR SAHƏ

Rauf Cəfərov, S.A. Hacıyev

Fizika Problemləri İnstitutu

2009-2015-ci illərdə Azərbaycan Respublikasında elmin inkişafı strategiyasının işlənilməsi istiqamətində müasir fizikanın və ona qohum olan elmlərin tətbiqi sahələr ilə əlaqəsinin aydınlaşdırılması və bu əlaqələrin müəyyənləşdirilməsi yollarının araşdırılması zərurəti dərhal gündəmə gəlmişdir. Hər bir elmdə olduğu kimi fizikada da, bir qayda olaraq, Azərbaycan fizika elmində sonuncusu dominantlıq təşkil edən, tətbiqi və fundamental xarakterli tədqiqatlar aparılır. Fizika elminə qlobal platformadan baxdıqda, Azərbaycanlı fiziklər tərəfindən aparılan fundamental xarakterli tədqiqatların tətbiqi elmlərdə yararlılığı imkanlarının müəyyən edilməsi və bu tədqiqatların Dünya elmini narahat edən problemlərlə uzlaşdırılması, strategiyayı müəyyən etmək kontekstində qaçılmazdır. Fizikanın bir sıra bölmələri, mikrodünya fizikası (o cümlədən nano-elmlər və kondensə olunmuş mühit fizikası), və meqadünyanın (Astronomiya, astrofizika və kosmologiya da daxil olmaqla) yaranması nəzəriyyəsinin fundamentini təşkil edən elementar zərrəciklər fizikasının riyazi aparatı olan kvant sahə nəzəriyyəsinin mövqeyinin vacibliyinin nəzərə çapdırılması da qaçılmazdır. Elmin bu sahəsində tədqiqatlar, təxminən 50 il bundan əvvəl, keçən əsrin ortalarından başlayaraq bu günlərimizədək davam etdirilir. Bu illər ırzində Respublika və xarici jurnallarda 1000-dən artıq elmi məqalə dərc etdirilmiş, mötəbər konfranslarda yüzlərlə məruzələr edilmiş və dünyanın bir sıra qabaqcıl ölkələrinin elmi mərkəzləri ilə müştərək tədqiqatlar aparılmışdır. Bu gün də fizikanın bu bölməsinin azsaylı nümayəndələri bir sıra Beynəlxalq elmi proyektlərdə iştirak edirlər. Bu nöqteyi-nəzərdən, Bakı Dövlət Universitetinin Fizika Problemləri İnstitutu tərəfindən mütəmadi olaraq keçirilən “Fizikanın Müasir Problemləri” IV Elmi konfransının (24-25 dekabr 2010-cu il) “Yüksək Enerjilər Fizikası, nəzəri və riyazi fizika” bölməsində, professor A. Kazımzadənin Nobel Mükəfatı lauretı V.L. Ginzburqa istinadən fizikada narahatlıq doğuran və hər bir tədqiqatçıya ən azı məlum olmalı “fiziki minimum” adlı 30 problem, və məşhur astronom Alan Sendicə istinadən, 23 problem haqqında etdiyi məruzədəki, yuxarıda adları çəkilən hər iki alimin qoyduqları bəzi problemlərin üst-üstə düşməsi, bir çoxunun isə fizika, yaxud astronomiya elmləri nöqteyi nəzərindən bir-birini tamamlaması (qeyd edilməlidir ki, astronomiya və astrofizika problemlərini araşdırılmasında, riyaziyyat və mexanika ilə birlikdə fizika da bəzi digər elmlər kimi astrofizika və kosmologiya ilə ayrılmaz vəhdəd təşkil edirlər), idarə olunan termo-nüvə reaksiyaları, fullerenlər və nanoborular, materiyanın fundamentini təşkil edən elementar zərrəciklərin kütlə spektrindən tutmuş Böyük partlayış nəzəriyyəsinə irəli gələn kvark-gliyon plazması, Kainatda materiyanın generasiyası, gizli kütlə, kosmoloji problemlər, İnflyasiya, kosmologiya və yüksək enerjilər fizikasının əlaqəsi, və digərləri öz əksini tapmış və sadalanan problemlər ətrafında mövzu açmaq əhəmiyyəti yaranmışdır. Oxuculara təqdim olunan hal-hazırkı material Elm və Həyat jurnalının 2011-ci il 3N-li buraxılışında çapa getmiş “Böyük partlayış nəzəriyyəsi - həqiqət və müəmmalar” məqaləsinin elmi-məntiqi davamı olaraq Kainatın yarandığı ilk saniyələrin cərəmində (10 üstü 43 san) Kainatın testi (“xəmiri”) sayıla biləcək materiyanın kvark-gliyon plazması adlanan aqreqat halı və Müasir Kainatın İnflyasiya nəzəriyyəsi haqqında gedərək, Bioloji varlığın rüşeymlərinin yaranmasına Kvant biologiyası platformasında yanaşılmasının nəzəri əsaslarının dərk olunması məqsədi daşıyır.

İşıqlandırdığımız mövzu, həmçinin, 2013-cü ilin 31 oktyabr –1 noyabr tarixlərində keçiriləcək III Bakı Beynəlxalq Humanitar Forumun Texnologiyaların konvergensiyası və

gələcəyin konturları: XXI əsrin əsas çağırışları dəyirmi masasındakı işçi bölmələrdə (Kvant hesablamaları; Materianın tədqiqində nailiyyətlər; Yaşıl enerji) ediləcək müzakirələr ilə həmahəng olması nöqtəyi-nəzərindən öz aktuallığını gündəmə çıxarır.

Şərhə, Stenford Universitetinin fizika professoru, *Soyuq İnflyasiya nəzəriyyəsinin* müəllifi Andrey Lindenin Con Uillerin 90 illik Yubileyindəki və Rusiyanın Dinastiya Fondunun təşkil etdiyi, *inflyasiya edən Kainat nəzəriyyəsi* ilə bağlı olaraq, materianın kütlə əldə etməsi mexanizmlərini haqqındakı mühazirələrində söylədiyi, aşağıdakı frazalar ilə başlamaq yenidən yazmaqdan daha səmərəli olar: *Kainatın, yaxud, şərti olaraq, hələ ki, ... ilə işarələyəcəyimizin, qısa tərcümeyi-halını: yaşı –13.7 milyard il; Kainatın müşahidə olunan miqyas ölçüsü – 13.7 milyard işıq ili, təxminən 10^{28} sm; maddənin orta sıxlığı – 10^{-29} qr/sm³; çəkisi – 10^{50} tondan artıq; doğum anında çəkisi – Böyük Partlayış nəzəriyyəsinə görə sonsuz ağır cəki; İnflyasiya nəzəriyyəsinə görə milliqramdan da kiçik, qeyd edərək , əvvəlcə kosmologiyaya ümumi giriş edək. İnflyasiyaya uğramış kosmologiya nədən yaranmışdır (buna ehtiyac nədən lazım oldu)? Ona (Böyük Partlayışa) qədər nə olmuşdur?.*

Kainatın “yoğrulduğu xəmir(test) –kvarq-glüon plazması” haqqında, başqa yazıda, ayrıca söhbət açmaq öhdəçiliyini götürərək, bu sualların mümkün cavabları ətrafında müzakirə açmazdan əvvəl, *aşağıdakı bioqrafik dəlilləri qeyd etmək lazım gəlir: son müşahidə olunan əlamətlərə əsasən, “...”-nun sinnindən danışarkən, hər dəfə düşünməli, və, dərhal bir vergül qoyaraq, əvvəlcə qayıtmaq və sonra qeyd etmək lazım gəlir ki, bəlkə də Kainat sonsuz dərəcədə ulu qocadır. İnsanların, Kainatın sinnindən danışmaları, yəni 13,7 miyard il rəqəmi, çox güman ki, 10% dəqiqliyi ilə ölçülür. İnsanlar bunu indi daha yaxşı ayırd edirlər. Kainatın müşahidə olunan ölçüsü – “...” . “Müşahidə olunan” nə deməkdir? Işıq bizə 13,7 ildir ki, səyahət edir, bunu işığın sürətinə vurub, bizim indiyədək gördüklərimizin məsafəsini müəyyən edirik. Bunu deyərkən, düşüncəmizdə, yenə də vergül qoymalı oluruq ki, əsində bu belə deyil! Çünki, 13,7 miyard il əvvəl bizə işığı göndərən obyektlər, indi bizdən daha uzaqda yerləşdiyindən biz daha uzağı bir neçə dəfə daha geniş görürük. Biz yalnız onların işığını görürük, onlar isə işığın sürəti vurulsun Kainatın mövcud olduğu zamandan, daha böyük məsafədədirlər.*

Azərbaycanca, inflyasiya edən Kainat “körüklənən (üfürülərək şişən) Kainat” adlandırılıla bilər, amma standart ad “İnflation”-dır. Son zamanlar “Multi-verse” termini ortaya çıxıb. Bu termin «Universe» sözünü əvəz edir. Deməli bir Kainat əvəzinə– bir Kainatda çoxlu sayda Kainat başa düşülür ki, yaxşı tərcümədə “çoxsifətli (çoxüzlü) Kainat” frazası da yerinə düşərdi. Söhbətin, məhz bu haqda gedəcəyinə çalışacağıq.

Daha sonra Maddənin orta sıxlığı— təxminən 10^{-29} z/cm³-dir. Bəli, çox kiçikdir. Amma bizim yaşadığımız yerdə, o kondensə olunub. Kainatın müşahidə olunan (görünən) hissəsinin kütləsi— 10^{50} tondan çoxdur. Yaranma (doğulma) anındakı kütlə ..., bax bu çox maraqlıdır. $t=0$ anında, yəni Kainatın doğulduğu zaman anından hesablınsa, onun kütləsi sonsuz böyük olmalı idi. Əgər ixtiyari digər zaman anından..., bu Plank zamanı adlanır, hesablınsa. Plank zamanı —bu zaman anı 10 üstü mənfi... qədərdir. Deməli, t Plank zamanı— bu təxminən 10 üstü mənfi qırx üç saniyədir ($t_p \sim 10^{-43}$ san). Bu zaman müddəti, yəni Kainatı normal zaman-və-makan termini anlamında — ilk dəfə müşahidə etməyə başlamamız kontekstində, əgər obyektin müşahidə müddətini (zamanı) bu zaman müddətindən daha kiçik və məsafəni Plank məsafəsindən (bu 10^{-33} sm) kiçik seçsək,—əgər daha kiçik məsafə seçsək, onda bu kiçik məsafədə zaman-və-makan elə güclü flüktuasiya edəcək ki, onu ölçmək mümkün olmayacaq: bu “halda” xətkəşlər əyilir, saatlar heç də yaxşı... dövr etmir. Bütün bunlara görə normal müşahidə, məhz, Plank zamanından başlayır. Və bu zaman anında Kainat qeyri adi böyük çəkiyə malik olub. Bu haqda daha sonra... . Amma inflyasiyalı Kainat: biz, bir

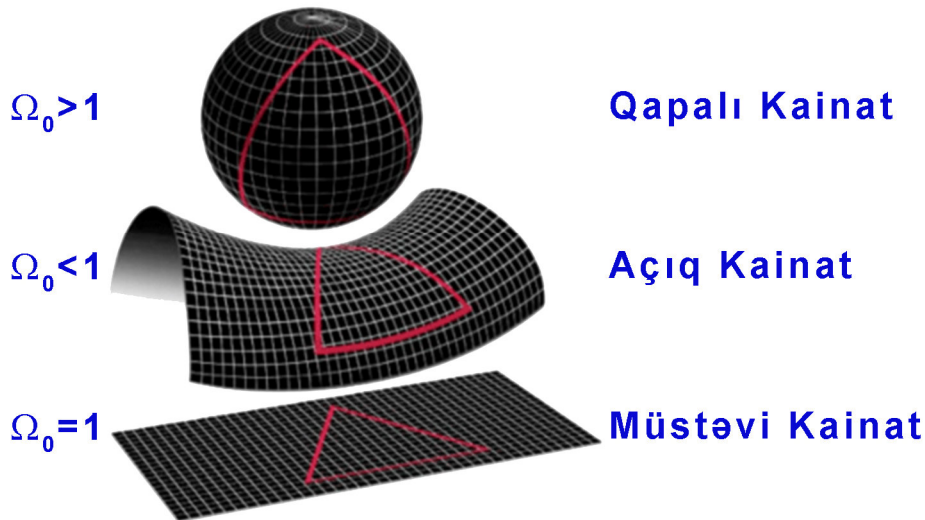
miiliqramdan da kiçik maddədən bizim bu günlərdə gördüyümüz... — Kainatın əmələ gəlməsini izah etməyi öyrənmişik.

Zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirlərinin vahid kalibrləşmiş nəzəriyyəsini və güclü qarşılıqlı təsirin kvant nəzəriyyəsini özündə birləşdirən Standart modelin əsas ideyalarından biri olan, müxtəlif tip qarşılıqlı təsirlər arasında “bütün fəza üzərində” sabit, Hiqqs sahəsi adlanan, klassik sahənin yaranması ilə müşayiət olunan simmetriyanın spontan pozulması güclü, zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirləri arasında fərqi prinsipal olaraq aradan götürür —onların bütün fəzada yaranması, vektoru (kalibrləşmiş) sahələrin böyük kütlə əldə etməsilə nəticələnərək, qarşılıqlı təsirlərin “qısa-qapanması” baş verir ki, bu da bütövlükdə fiziki vakuumin yenidən qurulması ilə nəticələnir və bununla da vahid nəzəriyyənin qurulmasını təmin edən, dediklərimizə yenidən qayıtsaq, simmetriyanın pozulması baş tutur.

Bir vaxtlar— bu 1984 idə baş verib —Andrey Dmitriyeviç Saxarov, Qorkidə olanda, yazılmasında olduqca fəvqəladə olan bir məqamdan başqa, yazılmasının lazımlılığı naməlum olan bir sıra şeylər haqqında məqalə yazmışdı. O deyirdi ki, əgər Kainat çoxsaylı ölçmələrə (ölçülərə) malikdirsə, onda bu ölçmələri, bu gün gördüyümüz ölçü tipinə gətirən, azman (çox böyük) sayda üsulla bükməyə bəsləyib sıxlaşdırmaq olar. Və bu azman sayda üsul, bu gün mövcud olan, vakuumin enerji sıxlığının, niyə məhz bu qiymətə malik olmasını izah edə bilər. Niyə? Çünki, bu vakuumlar o sayda çoxdurlar ki, onlardan biri— təsadüfən— bu gün mövcud olan vakuumin enerji sıxlığının qiymətinə malikdir, və əgər biz bir az aşağıda, yaxud bir az yuxarıda yaşasaydıq, onda HƏYAT mümkün olmazdı.

Kainatın sadə modelləri sırasına, artıq dərsləklərə daxil edilmiş, keçən əsrin 20-ci illərində Fridmanın təklif etdiyi və Eynşteynin sevmədiyi (Bu məsələnin də müzakirəsini ayrı bir yazıya həvalə edək.), üç mümkün modeli —qapalı Kainat, açıq Kainat və müstəvi Kainatı aid etmək olar (bax Şək.1.). Bunlar yalnız nümayiş üçün şəkildirlər, mənalərini isə həndəsənin ixtiyarına buraxaraq irəli gedək: *kosmoloji sabitin indi niyə belə kiçik olmasının izahını verən ideya mövcuddur! O zamanlar, vakuum hallarını stabilləşdirməyi necə etməyi biz bimirdik. İndi biz bunu edə bilirik — və aydınlaşdırmışıq ki, bunun üsulları çoxdur.*

QAPALI, AÇIQ VƏ MÜSTƏVİ KAINAT



Şəkil 1

Lindenin təbirincə desək, bunun üçün «Silicon Graphics» -in istehsalı olan kompüterlər köməyə gəlir(əlbəttə, xüsusi fizika təhsili olmayan oxucuya çox da sadə gəlməmək çərtilə). Bir neçə addım irəli gedək: *Biz bilirik ki, bizim məxusiyyətlərimiz, valideynlərimiz tərəfindən bizə miras qalan, genetik kod adlanan, kodlar ilə müəyyən edilir. Biz həm də bilirik ki, mutasiyalar da*

mövcuddür. Hər-hansı bir qəribəlik baş verəndə, mutasiyalar yaranır. Kosmik şüalar, hər-hansı bir kimyəvi tərkib necə lazımdır elə deyilsə, hörmətli oxucu, Siz daha yaxşı təklif edərsiz ki, nəyi necə etmək lazımdır ki, mutasiya baş versin. Biz, həmçinin, bilirik ki, bax bu çoxlu sayda üsul– mutasiyanın baş verməsi üçün lazım idi. Bax belə, Kainatın genişlənməsi zamanı da mutasiyalar baş vermişdi. Sızda Kainat, hətta başlanğıc halda belə, bir minimumda yerləşirdisə belə, mutasiyadan sonra, bir minimumdan digərinə sıçrayaraq, nəticədə müxtəlif tip Kainatlar qurulurdu. Kainatı bir yerdən, bir haldan digərinə daşıyan (salan, çevirən, quran, yaxud..., və i.a.) kvant flüktuasiyaları mexanizmləri—onları ... adlandırmaq olar — kosmik mutasiyalar qarşımızdadır.



Şəkil 2.

Bütün bunlar bizə nəyə lazımdır? Daha sonra, müasir insanlar 25 il arxaya– bir az da artıq– Böyük Partlayış nəzəriyyəsinə baxırdılar və müxtəlif suallar verirdilər: Heç nə olmayanda, nə mövcud olub? – Landau və Lifşitsin kitablarında yazılmasına – Eynşteynin tənliklərinin mənfi zaman oblastında həlli mümkün deyil –, və buna görə də sual vermək mənasızdır deyiminə baxmayaraq, yenə də soruşurdular. Niyə Kainat bircins və izotropdur? Doğrudan da niyə? Kifayət qədər fiziki biliyə malik olan oxucu bunları təzib edən misallar gətirə bilər. Keçən əsrdə bu təzibləri “ütüləyən” Albert Eynşteynin daxil etdiyi “kosmoloji prinsip” adlanan bir cavab var idi: Kainat bircinsdir, çünki ..., o bircinsdir! Sadəcə, o zamanlar, insanlar bilmirdilər, və indi də bir çox astronomiya kitablarında insanlar kosmoloji prinsipi müzakirə edirlər. Niyə Kainatın bütün hissələri eyni vaxtda genişlənməyə başlayıblar? Niyə Kainat müstəvidir? – Kainatın görünən hissəsində bütün paralel xəttlər kəsişirlər. Məktəbdə öyrədirlər ki, paralel xəttlər kəsişmirlər, universitetdə isə deyirlər ki, Kainat qapalıdır, və onlar kəsişə bilərlər. Beləliklə, Evklid niyə doğru idi? Bilmirik... Niyə Kainatda bu qədər çox böyük sayda elementar zərrəciklər mövcuddur? – Kainatın görünən hissəsində 10^{87} -dən artıq elementar zərrəcik var. Bəllidir ki, biz hər birində 10^{11} sayda ulduz olan, təxminən 10^{11} – 10^{12} sayda qalaktikası olan Kainatın yalnız bir, Günəş adlanan sisteminin, yalnız bir, Yer adlanan planetində yaşayırıq. Niyə Yer planetində 6 miyard adam yaşayır? Qalaktikamızın digər ulduz sistemlərinin neçə planetində həyat mövcuddur? Niyə bu gədər planet mövcuddur? Və

umumiyyətlə Kainatda nə qədər adam adam var ? Standart cavab bu ola bilər ki, Kainat axı böyükdür

İndi, misal üçün, kvant mexanikası ilə birlikdə, ümumi nisbilik nəzəriyyəsinin malik olduğu, — 10^{-33} sm, başlanğıc ölçü kimi tipik miqyasa malik olan Kainata — Qapalı Kainata baxaq. Deməli, maddəni Plank sıxlığı adlanan —təxminən, 10^{94} qr/sm³...-ə bərabər son həddə çatdırılmış sıxlığa qədər qısmaq (yummaq) lazımdır. Niyə son hədd? Çünki, son hədd —o mənada ki, bundan sonra “olmaz” —yəni materiyayı bu sıxlığa qədər qıssaq, Kainat elə flüktuasiya edəcək ki, bunu normal üsulla təsvir etmək mümkün deyil. Əgər, materiyayı nəzəri olaraq daha böyük sıxlığa qədər qısaraq, onun daxilinə real ölçüyə malik qapalı Kainatı yerləşdirib zərrəciklərin miqdarını saysaydıq, onda orada 1, bəlkə də 10 dənə elementar zərrəcik olardı. Bizə isə 10^{87} sayı lazımdır. Bax bu real problemdir —haradan, niyə bu qədər çox elementar zərrəcik mövcuddur? İş bununla bitmir. Kainatda bütün enerji haradan götürülüb? Gəlin hesablayaq.

Kainatda maddənin enerjisi saxlanılır. Bu ilk paradoksdur. Biz bildik ki, enerji saxlanılır —sən demə düz geyilmiş. Çünki, məsələn, əgər, qazı qutuya doldurub, qutunu genişlənməyə... sövq edək. Tutaq ki, qutu — bizim Kainatdır, qutunu genişlənməyə sövq edək. Qaz— o qutunun divarlarına təzyiq edir. Qutu genişləndikcə, bu qaz qutunun divarları üzərində iş görür, və qutu genişləndikcə, qaz öz enerjisini itirir. Çünki o iş görür, hər şey düzdür, enerji balansı mövcuddur. Amma fakt ondadır ki, Kainatın genişlənməsi zamanı qazın tam enerjisi azalır. Çünki, standart tənliyə görə: mənfi təzyiq vurulsun həcmə dəyişməsi ($dE = -PdV$). Kainatın həcmi artır axı, təzyiq isə müsbətdir, buna görə də enerji azalır.

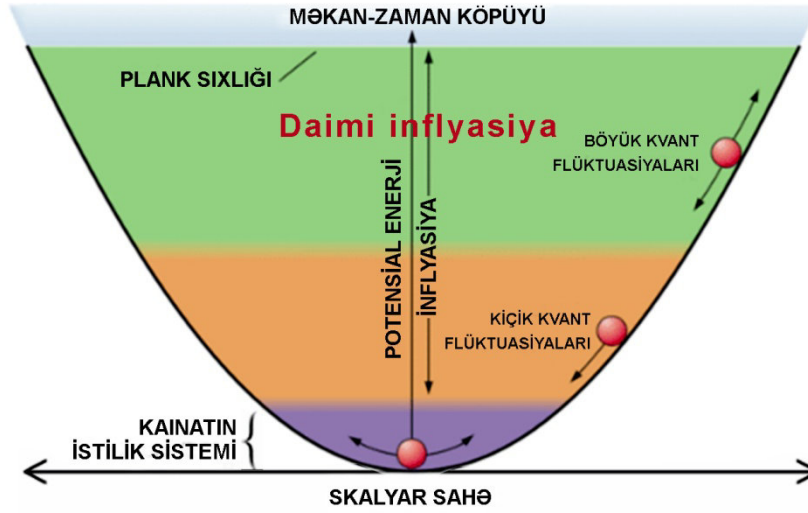
Böyük Partlayış nəzəriyyəsi ilə assosiasiya təşkil edən bütün normal Kainat modellərində tam enerji azalır. Əgər indi 10^{50} tonndursa, ona ilkin halda neçə olub? Çünki, enerji, axı, yalnız xərclənirdi. Məntiqi olaraq, ilkin halda daha çox olmalı idi. Kimsə, bu Kainatı, indikinə nisbətən, daha çox enerjili etməli idi. Digər tərəfdən, nə isə saxlanmalıdır. Kainatın genişlənməsi zamanı bu enerji hara xərclənir? Bu enerji Kainatın ölçüsünün dəyişməsinə xərclənir ki, Kainat hər-hansıya bir sürətlə genişlənir. Kainatın həndəsəsində gizlənən hər— hansı bir enerji mövcuddur. Qravitasiya ilə bağlı enerjinin mövcudluğu da şübhəsizdir. Budur, maddənin tam enerjisi və qravitasiya enerjisinin cəmi saxlanılır. Əgər, tam cəmi hesablaya bilsək, bəli, enerji saxlanılır. Müxtəlif hesablama üsulları mövcuddur — və orada hər-hansı bir vergül qoyulur, —amma maddənin tam enerjisi və qravitasiya enerjisinin tam cəminin hesablanması üsullarından birində, tam cəm sifirə bərabər olur. Yəni materiyanın enerjisi qravitasiya qarşılıqlı təsirinin enerjisi ilə tam kompensə olunur, buna görə də tam cəm sadəcə sifir olur. Buna görə də, bəli, o sifirdən başlayıb, sifirdə qurtarır, hər şey saxlanılır, amma, bu cür saxlanma qanunu bizə tam yaramır. “Bu qanun”, belə böyük enerjinin haradan götürüldüyünü izah edə bilmir. Deməli sual yaranır : nə qədər?

*Böyük Partlayış nəzəriyyəsinə görə, ilkin, Kainatın doğulduğu anda, maddənin tam kütləsi $E = mc^2$ formuluna görə 10^{80} tonndan çox olmalı idi. Bu isə çoxdur... . Əgər, biz bu rəqəmi, sinqulyarlığın özündən belə hesablayıb çıxarsaq idik, onda Kainatda sonsuz miqdarda maddə olmalı idi. Onda sual yaranır: əgər, Kainatın yarandığı ana qədər heç nə olmamışdısa, onda haradan və kim bizə bu qədər sonsuz miqdarda maddəni verdi? Əvvəlcə heç nə yox idi, sonra isə birdən bu qədər çox oldu ki, bu da bir az qərribə görsənir. Yəni kim bunu edə bilərdi?... Fiziklər sualı belə formulə etmək istəmirdilər, və indi də istəməzlər [2]. Bir milliqram xüsusi maddədən Kainatın yaranmasını izah edən və bununla da, Böyük Partlayış nəzəriyyəsinin bir çox problemini çözen **İnflyasiya nəzəriyyəsi** mövcuddur: Buna görə də, bəlkə də yaxşıdır ki, heç olmasa prinsipcə ilkin olaraq 1 milliqramdan az olan, Kainatın kiçik bir hissəciyindən ibarət —başlanğıc materiya miqdarından bütün bunları necə etməyi izah eləyən nəzəriyyə tapıldı. Bax beləliklə, mən bütün bunları söyləyərkən, heç bir tənlik yazmadan və i.a.. savayı, lap çoxdan bu haqda danışılırdı, hər bir normal adam nə düşünərdi? Yadıma düşür ki, burada, Rusiya EA-nın Lebedev adına Fizika İnstitutunda, məni böyük elmi işçi vəzifəsinə*

keçirərkən, çağırıb soruşdular: “Və, siz nə ilə məşğulsunuz?”. Və mən, başladım danışmağa ki, xüsusi halda, o haqda ki, Kainatın müxtəlif yerlərində ola bilər ki, fizika qanunları müxtəlif ola bilər: bir yerdə elektromaqnit qarşılıqlı təsiri mövcud olur, digər yerdə –yox Onlar mənə dedilər: “Bu həddini aşmaqdır!” Amma böyük elmi işçi vəzifəsini, buna baxmayaraq verdilər. Bizim bu yazıda, artıq mövcud olan, həmin o **Çoxüzlü Kainatdan** söhbət gedir.

İnflyasiya və Skalyar Sahə

$$V(\phi) = \frac{m^2}{2}\phi^2$$



Şəkil 3.

Məsələn, **inflyasiyalı kosmologiyani**, dərk etmək üçün sadə bir model seçək: Sizə, enerjisi skalyar sahənin kvadratına düz mütənəşib olan, hər-hansı bir skalyar sahə verilib. İlk sadə sözlər— burada artıq sual doğur: skalyar sahə mahiyyətə nədir? Cavabı bir qisim adamlar bilir, digər qisim bilmir. İndi hamı bilir ki, İsveçrədə Böyük Adron Kollayderində Hiqqz zərrəciyi adlanan, və müəllifinə 2013-cü il Fizika üzrə Nobel mükafatı qazandıran, skalyar bozon qeydə alınmışdır. Hiqqz zərrəciyi –bu zərrəcik, xüsusi tip skalyar sahənin, sanki həyacanlaşmış kvantı sayıla bilər. Yəni, insanlar artıq 40 ildən artıqdır ki, bu sahələrdən istifadə edirlər. Qeyd edək ki, bu günlərdə Bakı Dövlət Universitetinin Fizika Problemləri İnstitutunun mütəmadi olaraq keçirdiyi “Fizikanın Müasir Problemləri” VI Elmi konfransında (14-15 dekabr 2012) AMEA-nın müxbir üzvü V.A. Hüseynovun *Identification of neutral boson with mass 1253 GeV/126 GeV discovered in CMS and ATLAS experiments at LHC* adlı və R.Q. Cəfərov və L.A. Ağamalyevanın *Исследование электроорождения хиггсовского бозона в инклюзивном аннигиляционном кросс канале* adlı məruzələrində Hiqqz skalyar zərrəciyinin laboratoriya şəraitində müşahidə edilməsi imkanları haqqında nəzəri baxışları müzakirəyə çıxarılmışdılar. Mətləbə qayıdaraq, bu sahələrin intuitiv anlamını A.D. Lindenin sözləri ilə oxucuya çardıraq: *analogiyaya müraciət etsək, daha asan başa düşərik. Bizdə şəbəkədə 220 voltdur. Əgər, sadəcə 220 volt olsaydı və sıfır olmasaydı, onda bütün Kainatı 220 volt doldurardı, və onda heç bir cərəyan olmazdı, heç nə heç yerə axmazdı, çünki, sadəcə, bu başqa bir vakuum halı olardı. Amerikada 110 voltdur. Yenə də eyni hadisə olardı— əgər, sadəcə, 110 volt olsaydı, heç nə axmazdı.... Əgər siz bir əlinizlə bir tərəfi, digər əlinizlə digərini tutsanız, dərhal qısa qapanma baş verər, çünki potensiallar fərqi yaranır— bu o deməkdir ki.... Mən dayanmalıyam* Deməli, sabit skalyar sahə –belə sahə ilə dəqiq də olmasa, nümunəvi analoq təşkil edir. Vektori sahə, məsələn, elektromaqnit sahəsi— onun qiyməti və istiqaməti mövcuddur. Skalyar sahənin isə qiyməti var, istiqaməti isə yoxdur, yəni elektromaqnit

sahəsindən daha sadədir və ən əsası *lorens invariantdır*. Lorens skalyarı– yəni, siz onun boyunca qaçsaz, qaçmağınızı hiss etməyəcəksiniz. Nəticədə heç nə dəyişmir. Əgər siz dönsəz də, bunu hiss etməyəcəksiniz –heç nə dəyişməyəcək. Bu skalyar əgər sabit qalırsa –vakuum kimidir. Amma xüsusi vakuumdur, çünki onun potensial enerjisi ola bilər. Bu onun ilkin xüsusiyyətidir. Sonra, əgər sizdə Kainatın müxtəlif istiqamətlərində müxtəlif vakuumdursa, onda elementar zərrəciklərin də kütləsi müxtəlif, xassələri müxtəlif olacaq. Buna görə də, Kainatda elementar zərrəciklərin xassələri və vakuunun enerji sıxlığı, bu skalyar sahənin varlığından asılı olub olmaması, prinsipə, vacib şeydir. Belə ki, enerjisi kvadratı ilə müəyyən olunan skalyar sahə modeli qarşımızdadır. Həllərini axtarmamaq şərti, aşağıdakı hərəkət

tənliklərinə, sadələşdirilmiş Eynşteyn tənliyini $H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{m^2}{\epsilon} \phi^2$, (1) və skalyar sahə

üçün Kleyn-Qordon tənliyini $\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} = -m^2\phi$, (2), ossilyatorun $\ddot{x} + ax = -kx$ (3)

tənliyi ilə müqayisə etsək: (1) tənliyi, - Kainatın genişlənməsi sürətinin \dot{a} ölçüyə a nisbətinin kvadratının Hubble sabitinə bərabər olaraq, son ayaqda isə Kainatda maddənin enerji sıxlığına mütənasibliyini göstərir. Hər şeyi, qazı və i.a..., nəzərə almayaraq yalnız skalyar sahəni saxlasaq ((1) formulunda “unudaraq” yazmadığımız vuruqları..., və qravitasiya elmi ilə məşğul olan adamların etdiyi kimi: “qravitasiya sabitini, işıq sürətini, Plank sabitini, ifadələrin sadələşdirilməsi... üçün, vahidə bərabər götürək, hər şeyi həll edəndən sonra bərpa edərək!” stili ilə, qravitasiya sabitini də nəzərə almasaq), və Kainatın sürətlə “şişməsi” ilə daha bir neçə həddin “sıradan çıxması“ ilə birlikdə, - skalyar sahənin hərəkət tənliyini ifadə edər. Bu skalyar sahənin təcildir, və sahənin öz minimum enerjisinə yönəlməsinin (cummasının) təmin edən qüvvəni göstərir. Harmonik ossilyator ilə müqayisədə, bu harmonik ossilyatorun təcildir. Bu qüvvə ossilyatoru $x=0$ nöqtəsinə qaytaran qüvvədir, bu isə təcil deməkdir. Nəticəsi isə bizə bəllidir, ossilyator bu üsulla ossilyasiya edir. Əgər x nöqtəli həddini əlavə etsək, bu ossilyatorun hərəkət sürəti olar. Yəni, bu, ossilyatorun hərəkətinə məhdudiyət qoyan qüvvə kimi özünü ifadə edəcək. Bu isə, suya salınmış rəqqasın daha zəif ossilyasiya etməsinə səbəb olan, sürtünmə, yaxud özlülüyə çox oxşayır. Kainatda da, skalyar sahənin tənliyini ifadə edən hədd mövcuddur. Bu tənliklər bir-birinə çox oxşayırlar. Deməli, Kainat sürətlə genişlənirsə, Kainatda sürtünmə effekti yaranır. Nə isə belə bir fənd. Əvvəlki şəkli qayıdaq. Skalyar sahənin enerjisi az olanda Kainat zəif genişlənir, yəni heç bir sürtünmə yoxdur. Enerji çox böyükdürsə, onda Hubble sabiti də böyükdür, sürtünmə sabiti də böyük olur. Əgər sürtünmə sabiti böyükdürsə, onda skalyar sahə aşağıya yavaş– yavaş enir. Bu böyük zaman anında davam edirsə, onda skalyar sahə demək olar ki, sabit qalır. Əgər bu sabit qalırsa, (1) tənliyi ən sadə differensial tənlik olaraq, eksponensial həllə malik olur. Belə halda Kainat eksponensial genişlənir.

Məntiq aşağıdakı kimidir: əgər skalyar sahə qiyməti ϕ , Kainatın genişlənməsi və sürtünmə sabiti böyükdürsə, ϕ sahəsi asta olaraq (tədricən) aşağı diyirlənir. Sabit vuruqlu diferensial tənliyi həll edərək eksponensial genişlənməni almış oluruq. Bu sadəcə inflyasiyadır.

Kainat genişlənə –genişlənə elə bir həddə çatıb ki, biz sanki, bu nəhəng qlobusun səthində özümüzü müstəvidəki kimi hiss edirik. Buradan da bütün istiqamətlərə görə bircinslilik və izotropluq çıxır. Bu qayda ilə digər problemlər həll olunur, yəni biz nəyin hradan götürüldüyünü artıq bilirik. İlkin Kainatda bütün qarşılıqlı təsirlər arasında simmetriyanın bərpa olunması nəticəsində biz konkret bir yerdə olmalı idik. İndisə tamam başqa stadiyadayıq –bax bu, inflyasiya nəticəsində baş verən kvant flüktuasiyalarının təzahürüdür.

Əsas ideya:

böyük ϕ \longrightarrow böyük H \longrightarrow böyük sürtünmə

ϕ sahəsi və onun potensial enerjisi çox yavaş dəyişirlər

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{m\phi}{\sqrt{6}} \approx \text{const}$$

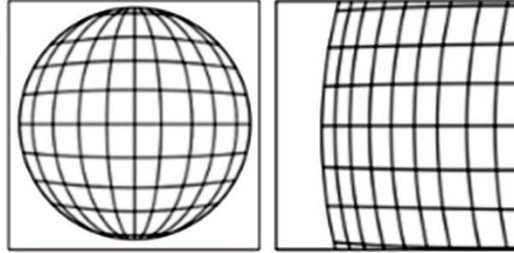
$$a \sim e^{Ht}$$

Bu inflyasiya mərhələsidir

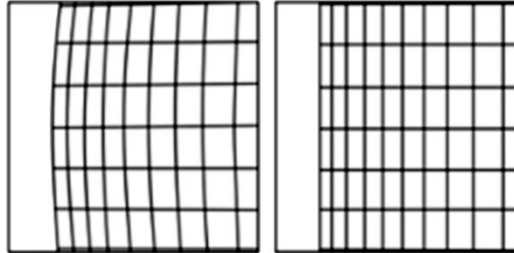
Şəkil 4

İnflyasiya Kainatı müstəvi, bircins və izotrop edir

İnflyasiya nəzəriyyəsinin sadə variantlarında, Kainat İnflyasiya zamanı $10^{1\,000\,000\,000\,000}$ dəfə üfürülərək şişir.



Biz Kainatın yalnız 10^{10} işıq ili ölçülü çox kiçik hissəsini görürük. Ona görə də o, müstəvi, bircins və izotrop kimi görünür.



Şəkil 5

Dərhal sual ortaya çıxır: biz hansı yolla bu minimuma düşmüşük? Erkən Kainatda, hələ temperatur çox qaynar olanda, yalnız bu minimum olmuşdu. David Abramoviç Kirjnitsin ideyasına görə, erkən Kainatda bütün qarşılıqlı təsirlər arasındakı simmetriya bərpa olunur. Sualı təkrar etsək: axı niyə biz məhz burda yerləşirik? Bizim burada olmağımızın yeganə səbəbi inflyasiya zamanı generasiya olunan (yaranan) kvant flüktuasiyaları ilə bağlıdır. Skalyar sahə bu minimumların birindən gah sıçraya, gah da dona bilər, və yenidən həmin minimuma qayıda bilər. Və beləliklə, belə bir minimumdan sıçrayırsa – Kainatın bir hissəsi – və eksponensial artma baş verir.... və Kainat eksponensial böyük sayda, eksponensial böyük ölçülü, hər birinin özünün tipik fizika qanunları olan hissələrə bölünür. Bu nə deməkdir? Birincisi, çoxlu sayda skalyar sahə ola bilər. İkincisi, çoxlu sayda müxtəlif minimumlar ola bilər. Daha sonra, bizim hara düşməyimizdən asılı olaraq, Kainat, hər biri öz xüsusiyyətlərinə görə lokal görsənən – nəhəng Kainat kimi – eksponensial böyük oblastlara bölünə bilər. Bunların hər biri çox nəhəng

ölçülərə malik olur, və biz burada yaşayaraq, Kainatın digər hissələrinin olmasını bilməyə (hiss etməyə) bilərik, amma onların potensial mövcud olmaları isə insan şüuru üçün dərkolunandır. Bunların hər birində, effektiv olaraq, fizika qanunları müxtəlif olacaq. Yəni, həqiqətdə, məsələn maye, qaz və bərk mühit kimi aqreqat halları olan su kimi, bir nəzəriyyə tərkibində fizika qanunu eyni bir mahiyyətdədir.

Amma, bəliq yalnız maye mühitdə yaşaya bilər.

Biz yalnız bu minimumda yaşaya bilirik. Buna görə də biz bu minimumda yaşayırıq. Ona görə yox ki, Kainatın digər hissələri yoxdur, ona görə ki biz yalnız burada yaşaya bilirik. Bax beləliklə, «çoxüzlü Kainat», yaxud «Universe» əvəzinə «Multiverse» adlanan mənzərə yaranır.

Başqa dillə, Lindenin təbirincə təkrar edək –bizə məlumdur ki, bizim məxsusiyyətlərimiz, valideynlərimizdən bizə miras qalan, genetik kodlarla müəyyən olunur. Həm də bilirik ki, mutasiyalar olur. Mutasiya –nə isə qeyri–adilikdən yaranır. Məsələn, qeyri(qərib) kosmik şüalar, yaxud kimya (həmçinin, ekoloji) yaranırsa ..., hər kəsə özünəməxsus bəllidir ki, hansı halda mutasiya baş verir. Həmçinin, bilirik ki, bütün bu, söhbət etdiklərimiz kontekstində müxtəlif çeşidlər olmalıdır ki, bu mutasiyalar baş versin.

Bu qayda ilə, Kainatın genişlənməsi zamanı da mutasiyalar olmuşdur. Sizin Kainat, hətta ilkin halda, konkret bir minimumda yerləşmişdisə də, bir minimumdan digərinə sıçrayaraq müxtəlif tip Kainatlara bölünmüşdür. Bütün danışdıqlarımızdan –bu kvant flüktuasiyaları mexanizmi Kainatı bir yerdən digərinə sıçratmışdır –bunu ... adlandırmaq olar, bunu kosmik mutasiya adlandırmaq olar.

Kainatın vahid kodu kimi, vahid fiziki qanun da ola bilər. Amma bu qanun, necə ki, su müxtəlif yerlərdə, qaz, maye və bərk halda olduğu kimi, müxtəlif yerlərdə müxtəlif cür özünü biruzə verə bilər.

Elementar zərrəciklər fizikasında fiziki qanunların özünü təzahür etməyi, skalyar sahələrdən, və vakuumin xüsusiyyətlərini müəyyən edən, fəzanın ölçüsünün təyin olunmasının kompaktlaşdırılması xüsusiyyətlərindən asılıdır.

İnflyasiya zamanı, kvant flüktuasiyaları Kainatın kiçik bir hissəsində vakuumin məxsusiyyətini dəyişərək sonra bu hissəni eksponensial böyük edə bilər. Qarşıda sual durur: Kainatın genetik kodu harada yazılıb?

ƏDƏBİYYAT

1. А.Г. Кязым-заде(БГУ) *Современные проблемы физики и астрономии* Fizikanın Müasir Problemləri IV Respublika Konfransının (24-25 dekabr, 2010) Materialları, Bakı, 2010, s. 47
2. A.D. Linde *Inflation and Quantum Cosmology* (Academic Press, Boston 1990) Preprint hep-th/0211048

BOQOLYUBOV TƏRƏFİNDƏN LANDAU KABUSUNUN (MOSKVA SIFIRI) KVANT SAHƏ NƏZƏRİYYƏSİNDƏN DƏF EDİLMƏSİ BAŞLANGICININ 50 İLİ

L.A. Ağamalyeva, **S.A. Hacıyev**

Bakı Dövlət Universitetinin Maddə quruluşu kafedrası

ag.leyla@hotmail.com

Kvant sahə nəzəriyyəsində Landau polyusu (Moskva sıfırı) problemi və onun dəf edilməsi metodları haqqında və güclü qarşılıqlı təsirli asimptotik azad nəzəriyyələrdə bu problemin həlli haqqında şərh verilir.

1.Fotonun propaqatorunda Landau polyusu və kvant sahə nəzəriyyəsinin daxili ziddiyyət problemi. Kvant sahə nəzəriyyəsi materiyanın fundamental zərrəciklərinin xüsusiyyətlərini və onların qarşılıqlı təsirlərini öyrənir. Digər material obyektləri təşkil edən fundamental zərrəciklərin sırasından, məsəl üçün, elektronu, fotonu, kvarkları və qlyuonu sadalamaq olar. Məsəl üçün, hidrogen atomu, elektromaqnit sahəsi (foton) vasitəsilə qarşılıqlı təsirdə olan elektron və, qlyuonlar vasitəsilə bağlı halda olan kvarklardan ibarət protonun rabitəli halıdır. Zərrəciyin əsas xarakteristikalarına, məsələn, geniş auditoriyada məşhur olan və ixtiyari inersial sistemdə ödənilən, aşağıdakı tənəsüb,

$$E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m^2 c^4 \quad (1)$$

(c - işığın vakuumdakı sürətidir) vasitəsilə əlaqədar olan sükunət kütləsini m , enerjini E və impulsu \vec{p} aid etmək olar. Zərrəciyin sükunət sistemində ($\vec{p} = 0$) bu formul, məşhur Eynşteyn formuluna,

$$E = mc^2, \quad (2)$$

keçir. Əgər zərrəciklərin nisbi impulsları və qarşılıqlı təsir enerjiləri sükunət kütləsi ilə müqayisədə böyük deyilsə, onda bu növ zərrəciklərin hərəkəti kvant mexanikası ilə ifadə olunur: hər bir zərrəciyə, Şredinger tənliyinin həlli olan dalğa funksiyası ψ , qarşı qoyulur. Enerji artırıldıqda, prinsipə yeni: zərrəciklərin doğulması və məhv olması fiziki mənzərəsinə müqabil olaraq, onların, ümumi qəbul olunmuş kvant-mexaniki ifadəsi yararsızlaşır. Məsələn, yüksək enerjili fotonun (γ -kvant) nüvədən səpilməsi nəticəsində elektron və onun antizərrəciyi – pozitron doğulur. Elektron və pozitron, öz növbəsində annihilasiya edə bilərək, fotona çevrilə bilirlər.

Yüksək enerjilərdə dəyişən miqdarda zərrəciklər sistemini ifadə etmək üçün, müxtəlif sortlu hər bir fundamental zərrəciyə, zərrəciklərin doğulması və məhv olunması operatorları daxil olan kvant sahəsi qarşı qoyulur. Elektronun kvantlanmış sahəsi ψ , kvant mexanikasındakı kimi adi ümumiləşmiş funksiya deyil, daha mürəkkəb riyazi obyekt olan, operator-mənalı ümumiləşmiş funksiya olur. Bu cür kvantlanmış sahə, ümumiyyətlə desək, verilmiş sort zərrəcikləri ifadə edir. Məsələn, elektron sahəsi, Kainatın bütün elektronlarına, foton (elektromaqnit) sahəsi-bütün fotonlara və i.a.-yə şamil olunur. Belə ifadə olunmada, zərrəciklər iki kateqoriyaya bölünür: *real* zərrəciklər verilmiş fiziki prosesin ilkin və son mərhələlərində mövcud olurlar, *virtual* zərrəciklər qarşılıqlı təsir anlarının cərənlərində mövcud olurlar. Real zərrəciklər üçün enerji və impuls arasındakı (1) relyativistik tənəsübü ödənilir. Yüksək enerjili zərrəciklər fizikasında, adətən istifadə edilən təbii vahidlər sisteminə əsasən (Plank sabiti \hbar və işıq sürəti c vahidə bərabər götürülür: $c = \hbar = 1$). Belə hesablama sistemində, relyativistik kvant mexanikasının postulat kimi 4-ölçülü vektor transkripsiyası, $p = (p_0, \vec{p})$, $p_0 = E$ - real zərrəciyin impuls və enerjisi arasındakı tənəsüb sadə şəkllə düşür:

$$p^2 = p_0^2 - \vec{p}^2 = m^2.$$

Fiziklər deyirlər ki, real zərrəciklər *kütlə səthində* yerləşir. Virtual zərrəciklər üçün bu tənasüb ödənilmir. Bütün fiziki eksperimentlərdə yalnız başlanğıc və son halların parametrləri ölçüldüyündən, virtual zərrəcik konsepsiyası, heç cürə enerji-və-impulsun saxlanılmasını pozmur.

Kvant sahə nəzəriyyəsində əsas hesablama obyektini kimi sahələrin hasilinin vakuüm ortası,

$$\langle 0 | T\psi(x_1)\psi(x_2)\cdots\psi(x_n) | 0 \rangle ,$$

götürülür. Burada $|0\rangle$ –vakuüm halını(yəni, real zərrəciklərin olmadığı hal), $x = (x_0, \vec{x})$ -dörd-ölçülü fəzədə koordinatın 4-vektorunu, T isə sahə operatorlarının evolyusiyaya uyğun xronoloji sıralanmasını ifadə edir. Sonuncu işarələmə səbəbiyyət prinsipinin ödənilməsini, yəni, qarşılıqlı təsir zamanı, hadisələrin düzgün ardıcılığını təmin edir. Vakuüm ortasını bilməklə, həm fundamental zərrəciklərin, həm də onlardan ibarət digər obyektlərin fiziki xarakteristikalarını, yəni kütlə, effektiv kəsik, qeyri- stabil zərrəciklərin yaşama müddətini və i.a.-ni hesablamaq olur.

Nəzəriyyəçilər, qısa olaraq, sahələrin hasilinin vakuüm ortalarını, Qrin funksiyası kimi adlandırırlar. Bu termin, riyaziyyatda olduğundan (δ -obrazlı qeyri- biricinsliyə malik diferensial tənliklərin həlli kimi adlandırılan Qrin funksiyalarından) fərqli olaraq, daha geniş mənada istifadə olunur.

Ən sadə fiziki mənada, Qrin funksiyası – iki-nöqtəli(bir-zərrəcikli) Qrin funksiyası,

$$D(x-y) = \langle 0 | T\psi(x)\psi(y) | 0 \rangle ,$$

zərrəciyin yayılması funksiyasını (propaqator) ifadə edir. Propaqator yalnız 4-ölçülü dəyişəndən $x-y$, asılıdır. Bu fakt nəzəriyyənin, translyasiya invariantlığını(fiziki hadisələrin koordinat sistemi seçilməsindən asılı olmaması) ifadə edir. Qarşılıqlı təsirdə olmayan zərrəciklərə adekvat sərbəst sahələr üçün propaqatorların hesablanması nisbətən mürəkkəb olmayan məsələ sayılır. Sərbəst sahələrin propaqatorları xüsusilə impuls fəzasında sadə şəkildə olurlar

$$D_c(p) = \int dx e^{i(px)} D_c(x) \approx \frac{1}{p^2 - m^2} .$$

Qeyd edək ki, bu formuldakı p real zərrəciyin impulsu deyil, yalnız koordinata Furiye-qoşma olan impuls dəyişənidir. Göründüyü kimi, propaqator impuls dəyişəninə görə polyus məxsusiyyətinə malikdir. Bu fakt ümumi sayılaraq, həmçinin qarşılıqlı təsirdə olan sahələr üçün də doğrudur. Həm zərrəciklər, həmçinin də onların rabitəli halları impuls fəzasında yazılmış Qrin funksiyalarının polyuslarına uyğundurlar. Başqa sözlə, Qrin funksiyasının $p^2 = m^2$ nöqtəsindəki polyusu, kvant sahə nəzəriyyəsi dilindəki mənası, impulsu p və kütləsi m olan zərrəciyin mövcudluğunu göstərir. Kütləsis zərrəciklərə (məsələn, foton) $p^2 = 0$ nöqtəsindəki polyus uyğun gəlir, və sərbəst fotonun propaqatoru aşağıdakı kimidir

$$D_c(p) \approx \frac{1}{p^2} .$$

Qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərin nəzəriyyəsində Qrin funksiyasını hesablamaq heç də asan məsələ deyildir. Kvant sahə nəzəriyyəsinin yarım əsrlik tarixi ərzində tam fiziki mahiyyət kəsb edən elə bir kvant sahə modeli yoxdur ki, orada hər-hansı bir dəqiq həll əldə edilmiş olsun. Buna görə də, içərisində ən effektivli həyacanlaşma nəzəriyyəsi olan müxtəlif yaxınlaşmalar tətbiq olunur. Baş hədd kimi, sərbəst sahənin Qrin funksiyası götürülür və növbəti həddlər kiçik

həyacanlaşmalar ilə müəyyən olunur. Qarşılıqlı təsir sabiti $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \cong \frac{1}{137}$ (incə quruluş sabiti) ilə müəyyən olunan, elektron və fotonların qarşılıqlı təsiri nəzəriyyəsində (kvant

elektrodinamikası) həyacanlaşma nəzəriyyəsinin tətbiqində kiçik həyacanlaşmaların istifadəsi tam əsaslanmış sayıla bilər. Bu parametr kvant elektrodinamikasında həyacanlaşma nəzəriyyəsi paylanmasının kiçik parametri rolunu oynayır.

Keçən əsrin 50-ci illərinin ortalarında həyacanlaşma nəzəriyyəsinə əsaslanan kvant elektrodinamikasının niliyyətləri tam təəssürat yaradırdı. Hidrogen atomunda elektron səviyyələrinin ifrat incə quruluşu, elektronun anomal maqnit momentinin və digər fenomenlərin dəqiq cavabı tapılmış bir sıra elektrodinamik hadisələr tam müvəffəqiyyətlə nəzəri izahını tapmışdı. Bu müvəffəqiyyətlər, nəzəriyyəçilərdə, kvant elektrodinamikasının tətbiq sərhədlərini müəyyən edilməsi istəyini yaradırdı. 1954-1955-ci illərdə Landau əməkdaşları ilə birlikdə kvant elektrodinamikasında impuls dəyişəninin, p^2 böyük qiymətlərinə uyğun olan Qrin funksiyasının asimptotik davranışı haqqında öz hesablamalarının nəticələrini [1, 2] çap etdilər. Bu nəticələr son dərəcə qəribə idilər, və onların sonrakı interpretasiyası kvant sahə nəzəriyyəsi üçün son dərəcə kədərli aqibət perspektivi verirdi. Aydın olmuşdu ki, $|p|^2 \gg m^2$ -da fotonun propaqatorunun asimptotik davranışı aşağıdakı formul,

$$D(p) \approx \frac{1}{-p^2} \cdot \frac{1}{\left[1 - \frac{\alpha}{3\pi} \ln\left(\frac{-p^2}{m^2}\right)\right]}, \quad (3)$$

ilə müəyyən edilir, yəni fotonun propaqatorunda fotonun mövcudluğunu göstərən normal $p^2 = 0$ polyusu ilə yanaşı, $p^2 = -m^2 \cdot e^{\frac{3\pi}{\alpha}}$ nöqtəsində, kənar, xəyali bir polyus da mövcuddur. Bu fakt kvant sahə nəzəriyyəsi kontekstində əlavə olaraq mənfi kütləli(?) zərrəciyin varlığına dəlalət edir. Belə zərrəciklər nəinki eksperimental müşahidə olunmuş, onların varlığı zərrəciklər fizikasının əsas prinsipləri ilə tam ziddiyyət təşkil edirdi. Bundan əlavə, onların fotonun propaqatorunda mövcudluğu, fiziki müşahidə olunanların hesablanması üçün interpretasiya olunması üçün də böyük çətinliklər yaradır.

Əlbəttə, Landau polyusunun mövcudluğunun heç də kvant elektrodinamikasının nailiyyətlərini şübhə altına alınmaması ilə yanaşı, onun eksperimental qurğularda nail olunan enerji dəhlizindən çox uzaqda yerləşməsi, onun nəticələrə təsirini minimuma endirir. (3) formuluna əsasən müəyyən olunan “Landau kütləsi” aşağıdakı kimidir,

$$M_L \cong 10^{280} \cdot m,$$

halbuki, müasir sürətləndiricilərdə zərrəciklərin əldə olunan enerjisi, $10^7 \cdot m$ həddini ötmür. Buna görə də həddindən artıq uzaqlıqda yerləşən polyusun təsiri son dərəcə kiçikdir. Amma o, mövcuddur, və sonrakı nəzəri tədqiqatların nəticəsində onların digər modellərdə də mövcudluğu, onu inkar etməyin mümkünsüzlüyünü ortaya qoydu.

Nəticədə heç yerdə sevilməyən *ikili standart* vəziyyəti yaranır. Bir tərəfdən kvant elektrodinamikası çərçivəsində həyacanlaşma nəzəriyyəsinə əsaslanan hesablamalar, eksperimental nəticələrə tam uyğunluq təşkil edir. Digər tərəfdən kvant elektrodinamikasında kənar mənalı məfhumların olması, onun əsas prinsiplərinin pozulması ziddiyyəti yaradırdı. Bu ziddiyyətlər o zamanlar, güclü qarşılıqlı təsiri ifadə etməyə namizəd olan digər kvant sahə modellərinə də aid idilər.

Landau özünü, vəziyyəti son dərəcə pessimist qiymətləndirərək qəti qərar verirdi: “Müşahidə olunan infirmasiyanı özündə daşıyan ψ operatorları nəzəriyyədən yox edilməlidir; və, hamiltonianın yalnız ψ operatorları ilə qurulması nöqtəyi nəzərdən, güclü qarşılıqlı təsir üçün hamilton metodu öz-özünü aradan çıxardığından onu, əlbəttə, özünün nail olduqları ilə birlikdə dəfn edilməlidir” [3].

Öz-özlüyündə, Landau, yüksək enerjili zərrəciklərin qarşılıqlı təsirinin ifadə olunmasında kvant sahə konsepsiyasını təmamilə rədd etməyə çağırırdı. Əvəzində, O, səpilmə

amplitudları və onların analitik davamını istifadə edən yeni nəzəriyyə qurmağı təklif edirdi. Amma, sonrakı illər bir çox nəzəriyyəçinin qəhrəmancasına səylərinə baxmayaraq, bu istiqamətdə son dərəcə təvazökar nəticələr əldə olundu. Məlum oldu ki, sahə operatorlarında, və onlar vasitəsilə qurulan laqranjian və hamiltonianlarda daşınan informasiyanı heç nə ilə əvəz etmək mümkün olmur.

Bir yol qalırdı – problemi kvant sahə nəzəriyyəsi çərçivəsində həll etmək.

2.Boqolyubov-Loqunov-Şirkovun propaqatorun analitik xüsusiyyətlərinin bərpası metodu və Landau polyusunun dəf edilməsi. Analitik funksiyanın polyusundan necə qurtulmaq olar? Yeganə korrekt (yəni analitiklikdən tam imtina edilmədən) riyazi üsul – nəzəriyyənin bütün prinsiplərinin ödənilməsi şərtilə, kəsiklərin sıfıra çevrilməsi üsulu, yəni polyusun, eyni bir nöqtədə polyusa malik -əks işarəli kəsikli digər analitik funksiyanın köməklili ilə aradan qaldırılması.

Landau polyusu probleminin bu üsulla həlli imkanı Redmond [4] tərəfindən təklif olunmuş, və Boqolyubov, Loqunov, Şirkov tərəfindən realizə olunmuşdur [5]. Boqolyubov-Loqunov-Şirkov metodunun əsas ideyası, kvant sahə nəzəriyyəsinin əsas prinsiplərindən(səbəbiyyət, enerji-impulsun saxlanması, fiziki müşahidə olunanların tam sistem təşkil etməsi, qarşılıqlı təsirin lokallığı və i.a.) irəli gələn, Qrin funksiyaları üçün *spektral təsvirin* tətbiqi ilə bağlıdır. Bu təsvirlərin, ixtiyari tip qarşılıqlı təsir üçün doğruluğundan çıxır ki, bu metod model seçmək nöqtəyi-nəzərindən universaldır.

Xüsusi halda, zərrəciyin propaqatoru üçün Çellen-Leman təsviri,

$$D(p) \approx \int_0^{\infty} d\mu^2 \frac{\rho(\mu^2)}{\mu^2 - p^2},$$

tam yararlıdır. Burada ρ – müsbət meyarlı spektral funksiya. “Spektral” sözünün işlədilməsi (mənası), saxlanma qanunlarının ödəndiyi bütün mümkün halları əks etdirən müxtəlif zərrəciklər dəstinin ρ funksiyasına daxil ola bilməsi ilə bağlıdır. Yəni bu funksiyada nəzəriyyənin bütün kütlə spektri öz əksini tapır.

Sərbəst nəzəriyyədə, ρ funksiyasında yalnız $\rho_c = \delta(\mu^2 - m^2)$ –bir-zərrəcikli hal əks olunur ki, bu da öz növbəsində sərbəst propaqatora uyğun gəlir. Həyəcanlaşma nəzəriyyəsinə spektral funksiyanın hesablanması, bəzi standart inteqralların hesablanmasına gətirilir.

Boqolyubov, Loqunov, Şirkov, məhz Landau və əməkdaşlarının istifadə etdikləri yaxınlaşmada, amma əvvəlcə fotonun propaqatorunu deyil, spektral funksiyanı hesablamış, sonra, Çellen-Leman təsvirini istifadə etməklə fotonun propaqatorunu hesablayıblar.

Boqolyubov, Loqunov, Şirkovun $|p|^2 \gg m^2$ - da fotonun asimptotik propaqatoru aşağıdakı şəkildə alınıb,

$$D(p) \approx \frac{1}{-p^2} \cdot \frac{1}{\left[1 - \frac{\alpha}{3\pi} \ln\left(\frac{-p^2}{m^2}\right)\right]} - \frac{\frac{3\pi}{\alpha}}{p^2 + m^2 \exp\left(\frac{3\pi}{\alpha}\right)}. \quad (4)$$

Birinci hədd düz Landaunun nəticəsi ilə üst-üstə düşür, ikinci hədd isə Çellen-Leman təsvirinin nəticəsində yaranıb. İkinci həddin aşağıdakı əsrarəngiz xüsusiyyətləri mövcuddur:

- birinci, o, Landau nöqtəsində, əks işarəli kəsikli polyusa malikdir. Deməli, fotonun propaqatorunda qeyri-fiziki polyus yoxdur;

- ikinci, α -nın funksiyası kimi, bu hədd sıfırda $\exp\left(-\frac{3\pi}{\alpha}\right)$ tipli məxsusi nöqtəyə malikdir ki, $\alpha \rightarrow +0$ -da, bu hədd və onun α -ya görə bütün törəmələri sıfıra yönəlir. Nəticədə, fotonun

propaqatorunun α -ya görə sıraya ayrılmasında heç bir dəyişiklik olmur, və həyacanlaşma nəzəriyyəsinin bütün nəticələri tam həcmdə dəyişilməz qalır.

Beləliklə, xəyali Landau polyusu(kabus) problemi öz riyazi həllini tapmış olur. Xəyali sinqulyarlıqların dəf edilməsi və Qrin funksiyasının düzgün analitik xüsusiyyətlərinin bərpa olunmasının bu metodu, kvant sahə modellərində oxşar situasiyaların həllində, indiyədək, öz nümunəvililiyini qoruyub saxlayır.

Təəssüf ki, belə ərərəngiz nəticənin fiziki interpretasiyası aydınlaşdırılmamış qalır. Birincisi, müəlliflər tərəfindən qeyd olunduğu kimi: spektral funksiyaya $\exp\left(-\frac{3\pi}{\alpha}\right)$ -dən asılı olan istənilən həddin əlavə olunması, nəinki propaqatorun analitik xüsusiyyətlərini, o cümlədən həyacanlaşma nəzəriyyəsinə uyğunluğunu pozur. Həmçinin, bu dərəcədə sinqulyar həddin Qrin funksiyalarında meydana gəlməsinin dinamik əsasları da naməlum qalırdı. Başqa sözlə ifadə etsək – belə hədd dinamik sahə tənliklərinin həllindən alınmalıdır ki, bu günədək belə xarakterli həll hələ də əldə olunmayıb.

Bu səbəblərdən, xəyali Landau polyusu problemi, Boqolyubov, Loqunov və Şirkov tərəfindən riyazi üsulla aradan qaldırılrsa da, indiyədək qüvvədə olan nəzəriyyə üçün qeyri-qənaətbəxş bir fakt olaraq qalır və fiziklər üçün narahətçilik törədir.

Güclü qarşılıqlı təsirin yeganə nəzəriyyəsi olan kvant xromodinamikasında, qlyuonların özünün –özünə təsiri fenomeni, içərisinə Landau polyusu situasiyasının da daxil olduğu bir sıra nəticələrə gətirir. $|p|^2 \gg m^2$ - da qlyuonun asimptotik propaqatoru aşağıdakı formul ilə verilir:

$$D(p) \approx \frac{1}{-p^2} \cdot \frac{1}{\left[1 + C \ln\left(\frac{-p^2}{m^2}\right)\right]}, \quad (5)$$

burada –kvarkların sortu və rəngi ilə bağlı müsbət sabitdir. Bu sabitin qarşısındakı işarənin müsbətliyi p^2 -nin mənfi qiymətlərində, öz-özlüyündə glyuonun preparatorunda polyusun olmamasını göstərir. Digər tərəfdən, qlyuonun propaqatorunun böyük impulslarda asimptotik davranışının, loqarifmik hədd dəqiqliyi ilə sərbəst propaqator ilə üst-üstə düşməsi, kvant xromodinamikasında həyacanlaşma nəzəriyyəsinin (modifikasiya olunmuş) tətbiq edilməsi imkanı yaradır (*asimptotik azadlıq*).

Göründüyü kimi, (5) formulu impulsun kvadratının mənfi qiymətləri üçün doğrudur. İmpulsun kvadratının müsbət qiymətlərində isə, analogi hesablamalar impulsun kvadratının bir neçə yüz meqa-elektronvolt (kvadratda) qiymətində polyus əmələ gəlməyinə səbəb olur. Belə polyus, impulsun kvadratının mənfi qiymətlərindəki polyus qədər qorxulu olmasa belə, impulsun kvadratının mənfi qiymətləri qeyri-fiziki xarakterə malikdir, və heç bir halda real zərrəcik kimi interpretasiya oluna bilməz. Bu xoşagəlməz hal, D.V. Şirkov, İ.L. Solovtsov, K.A. Milton, A.İ. Alekseyev, B.A. Arbuzov və digərləri tərəfindən Boqolyubov-Loqunov-Şirkovun metodunun kvant xromodinamikası halına modifikasiyası edilməsi nəticəsində *analitik həyacanlaşma nəzəriyyəsinin* yaranması ilə aradan qaldırıldı.

Landau polyuslarının yenidən peyda olduğu güclü qarşılıqlı təsir bölmələrindən növbəti, güclü qarşılıqlı təsirin *effektiv modelləri* oldular (Kvant xromodinamikasının, kvant elektrodinamikası ilə müqayisədə riyazi tərəfdən çox mürəkkəb kvant sahə nəzəriyyəsi olduğundan, bir çox fiziki hadisələri ifadə etmək üçün, güclü qarşılıqlı təsire yararlı sadələşdirilmiş – effektiv modellər seçilir). Belə modellərdən biri Nambu-Yona-Lazinio kvark modelidir. Ümumiyyətlə, effektiv modellərdə fiziki kəmiyyətlərin hesablanması nəticələri bəzi dağılan inteqralların hesablanması üsulundan asılı olaraq dəyişir (necə deyərlər, nəticələr *requlyarizasiyadan* asılı olur). [6] işində Nambu-Yona-Lazinio modeli üçün bu asılılığın aradan qaldırılması istiqamətində müəyyən müvəffəqiyyət qazanılıb, əvəzində isə, kvark və antikvarkın rabitrəli halı olan π – mezonun propaqatorunda Landau polyusu əmələ gəlib. [7] işində Roçev tərəfindən bu polyusların dəf edilməsi üsulu təklif edilib. Bu metod, Boqolyubov-Loqunov-Şirkov metodundan fərqli olaraq propaqatorun analitik xüsusiyyətlərinə istinad deyil, modelin məxsusiyyətlərinə əsaslanıb ki, Battistel metoduna görə modelə əsasən kütlə spektrində m kütləli kvarkla yanaşı, həmçinin $-2m$ kütləli xəyali kvark da mövcuddur.

Modeldəki bu fakt, əlavə, kvant səviyyəsində, əks işarəli qarşılıqlı təsir kimi interpretasiya oluna bilərək, məhz bu şəkildə pionun propaqatorundakı Landau polyusunu dəf edir. [8-9] işlərində Nambu-Yona-Lazinio modelində, yuxarıda adı çəkilən yaxınlaşmada Landau polyuslarının dəqiq yerləri hesablanıb.

ƏDƏBİYYAT

1. Л.Д. Ландау, А.А. Абрикосов, И.М. Халатников. Доклады АН СССР, т.95, 1177, 1954
2. Л.Д. Ландау, И.Я. Померанчук. Доклады АН СССР, т.102, 489, 1955
3. Л.Д. Ландау. О фундаментальных проблемах. В сб. “Теоретическая физика в XX веке”, 1960
4. P.J. Redmond. Phys. Rev., **112**, 1404, 1958
5. Н.Н. Боголюбов, А.А. Логунов, Д.В. Ширков. ЖЭТФ, т.37, 805, 1959
6. O.A. Battistel et al, Phys.Rev. D**77**, 065025, 2008
7. V.E. Rochev. J.Phys., A**42**, 195403, 2009
8. R.Q. Cəfərov Fizikanın Müasir Problemləri II Respublika Konfransının Materialları, s. 70-72, Bakı, 2008
9. S.A. Hacıyev, R.Q. Cəfərov, L.A. Ağamalıyeva. Naxçıvan Dövlət Universitetinin Elmi əsərləri, s.49-59, 2009

MODELLING AND SIMULATION OF JOSEPHSON JUNCTION BASED QUANTUM BITS

I.N. Askerzade^{a,b}

^a*Computer Engineering Department and Center of Excellence of Superconductivity Research, Ankara, Turkey*

^b*Institute of Physics Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan*

The great majority of Josephson junction (JJ) research since the beginning of the 21st century has focused on possible applications in the field of quantum computation [1, 2]. In classical digital computation, the processor takes as its input ones and zeros (coded, in the case of silicon integrated circuits, as two distinct voltage levels) and derives an output by performing some kind of classical Boolean logical operation on this input. By contrast, in quantum computation the processor takes as its input a quantum coherent superposition of ones and zeros. The quantum processor then performs a quantum mechanical operation on this input state in order to derive an output which is also a quantum coherent superposition. The basic element of a quantum computer is known as a qubit. The state of the qubit, $|\psi\rangle$ is a linear superposition of the two quantum basis states $|0\rangle$ and $|1\rangle$ [1, 2]. For the realization of qubit operations based on JJ and their application requires the mK temperature regions. As followed from last years investigations [3, 4], anharmonic character of current-phase relation becomes important at this temperatures and as result anharmonicity must be taken into account in consideration of JJ qubits. Such conclusion also supported by investigations [5].

In order to analyze the qubits with JJ, one has to solve the corresponding stationary Schrödinger equation with an appropriate boundary condition. Quantum dynamics of an isolated Josephson junction is described with the Mathieu-Bloch picture for a particle moving in a periodic potential, similar to the electronic solid state theory. In this study, we shall

describe the quantum dynamics of two type of qubits: namely phase and charge qubits. Such qubits have distinguished limiting regimes: the phase regime, $EJ \square EC$, is analogous to the tight-binding approximation, and the charge regime, $EJ \ll EC$, is analogous to the near-free particle approximation. At the end, we also will discuss a flux qubits, using low inductance interferometer with anharmonic current phase relation JJ.

Phase qubit: Corresponding Hamiltonian of the system associated with unharmonic current-phase relation can be written as

$$H = -E_c \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + E_j \left\{ i_b \phi + \cos \phi - \frac{\alpha}{2} \cos 2\phi \right\}$$

where $i_b = I_b/I_c$ is the ratio of the bias current applied to the system; and ϕ denotes the phase difference; E_c is the electrostatic energy; and EJ is the Josephson coupling energy. In some models suggested by Kornev [6], current –phase relation of Josephson junctions includes second and third harmonics. For instance, the potential has a single minimum at $\phi=0$ for $\alpha \leq 0.5$. Whereas, it has double minima for $\alpha > 0.5$ in the ranges $-\pi < \phi < 0$ and $0 < \phi < \pi$ respectively. The authors in [7,8], also discussed how $U(\phi)$ changes from single potential well to double potential well in the case π junctions.

In study [6] only asymptotical solutions of Mathieu equations were presented. Here we performed full numerical analysis of Mathieu equation with second harmonics in phase qubit regime (i.e., $EJ/EC \square 1$). As followed from the results, all energy levels split into two sub-levels $\epsilon_{i\pm} = \epsilon_i \pm \Delta_i$. Energy spectrum of Mathieu equations for $i=0,1$ using numerical calculations are presented in Fig.1 coincides with the results in [6]. The ground ($i=0$) and first ($i=1$) states of the energy spectrum are obtained and it is shown that, splitting in the ground and first excited states depend on the unharmonicity parameter α . For high values of energy scale EJ/EC , the splitting between $\alpha=0$ and $\alpha \neq 0$ cases become large. On the other hand, it can be seen from the calculations, the change in splitting of ground state is smaller than the change of the first level. This means that, the first state is more sensitive to unharmonicity parameter α .

Furthermore, the numerical modeling is conducted to analyze the influence of the control parameters on the splitting of energy states $\Delta_i = \epsilon_{i+} - \epsilon_{i-}$. Fig. 1 presents the behavior of the splitting of energy states Δ_i for various energy scale E_j/E_c . The results for Δ_i are presented in Fig. 1a within the range $0 \leq \alpha \leq 2$. As mentioned before, the authors in [6],[9] analytically found similar results for dc-SQUID from an oscillatory model. Unlike our results, their findings are limited to the range $0.5 \leq \alpha \leq 1.5$ for Δ_i . In contrast to [6],[9], we observed fine structure in dependence $\Delta_i(\alpha)$ for different E_j/E_c values. For small unharmonicity parameter (i.e., $\alpha < 0.65$), the splitting parameter Δ_i decreases linearly with an increase in α . The results for Δ_i are in good agreement with findings of solid state theory. By fixing the amplitude of first harmonic, negative sign of second harmonic leads to an approximate linear decreasing of $\Delta_i(\alpha) \approx EJ(1-\alpha)$ [10]. Similar behavior of linear decreasing in Δ_i was obtained in our numerical results presented in Fig. 1a. However, compared to approximate result, the vanishing point of Δ_i has located in the range $0.6 < \alpha < 0.9$ for various energy scales. The reason for this is that numerical results are more precise than the results obtained from preceding approximate expression.

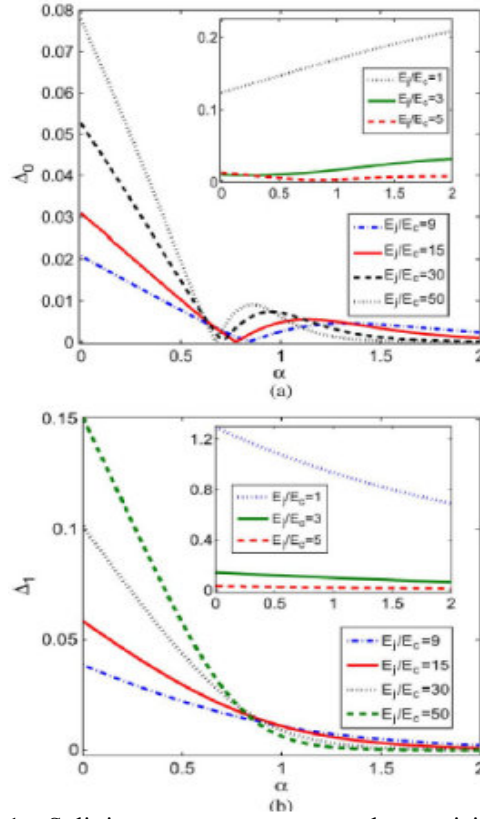


Fig.1 Splitting parameters versus unharmonicity α of the CPR. (a) Splitting of the ground state. (b) Splitting of the first excited state.

As followed from discussion of the shape of the potential was switched from a single well to a double well structure for $\alpha > 0.5$. For higher energy scale such as $E_j/E_c \geq 9$, the behavior of $\Delta_0(\alpha)$ illustrates different tendencies. For instance, $\Delta_0(\alpha)$ keeps decreasing from $\alpha = 0.5$ to $\alpha = \alpha_{\text{critical}}$ until it vanishes. The value of α_{critical} are determined from our calculation (see Fig. 1a) as 0.6231, 0.6007, 0.5784, and 0.5634 for energy scales 9, 15, 30, and 50 respectively. The height of the hump of the double well is not so high in this region and the energy levels are strongly coupled. Such behavior corresponds to two level crossing. For $\alpha > \alpha_{\text{max}}$ the hump of the double well increases so does the energy level become weakly coupled. Consequently, the second harmonics in above presented Eq. becomes dominant and leads to a two-level crossing

Charge qubit: The Hamiltonian of the charge qubit system [11-12] associated with unharmonic current-phase relation can be written as

$$H = E_c(\hat{n} - n_g)^2 - E_j \left\{ i_b \phi + \cos \phi - \frac{\alpha}{2} \cos 2\phi \right\}$$

where $EC = Qg^2/2C\Sigma$ is the electrostatic energy (Cooper pair charge energy) depending on gate voltage Vg and the capacitor $C\Sigma = Cg + Cj$, and $Ej = \hbar Ic/2e$ is the Josephson coupling energy in terms of critical current of Josephson junction Ic . In addition, $n = -i(\partial/(\partial\phi))$ is the dimensionless momentum operator that refers to the number of Cooper-pair on the island and has a physical meaning of charge Q accumulated on the junction capacitor Cj in the units of double electronic charges (i.e., $Q = 2en$). Furthermore, $ng = CgVg/2e$ refers to the dimensionless charge number used to externally control the system [13].

As mentioned before, the energy scale $E_j/E_c < 1$ corresponds to the single Cooper box charge qubit limit. In this limit, energy spectrum can be described as quasi-charge approach [11] similar to quasi The results for Δ_i are in good agreement with findings of solid state theory. By fixing the amplitude of first harmonic, negative sign of second harmonic leads to an approximate linear decreasing of $\Delta_0(\alpha) \approx EJ(1-\alpha)$ [10]. Similar behavior of linear decreasing in Δ_0 was obtained in our numerical results presented in Fig. 1a. However, compared to approximate result, the vanishing point of Δ_0 has located in the range $0.6 < \alpha < 0.9$ for various energy scales. The reason for this is that numerical results are more precise than the results obtained from preceding approximate expression.

Momentum representation in solid-state theory [10]. Energy gap Δ_0 versus unharmonicity parameter α presented in Fig.2a resembles to phase qubit case in Fig. 1. Similar to Δ_0 which is the difference between ϵ_0 and ϵ_1 at $n_g=0.5$, the "secondary energy gap" Δ_1 is the difference between ϵ_0 and ϵ_1 at $n_g=1$. The detailed description is left to [11]. Notice that Δ_i refers to energy gap in charge qubit whereas it refers to splitting of energy states in phase qubit. In Fig. 2b, it is illustrated the dependency of gap parameters Δ_i on energy scale E_j/E_c . However, in case of single Coulomb box the growing Δ_i with E_j/E_c has revealed a nonlinear behavior.

Thus, the aim of the presentation is the analysis of properties of Josephson junctions based qubits with anharmonic current-phase relation. Firstly discussion of theoretical foundation of anharmonic CPR in different Josephson structures and their experimental observation presented. The effect of anharmonicity of current-phase on characteristics of JJ based qubits are discussed.

This study partially supported by Ankara University BEYÖD program.

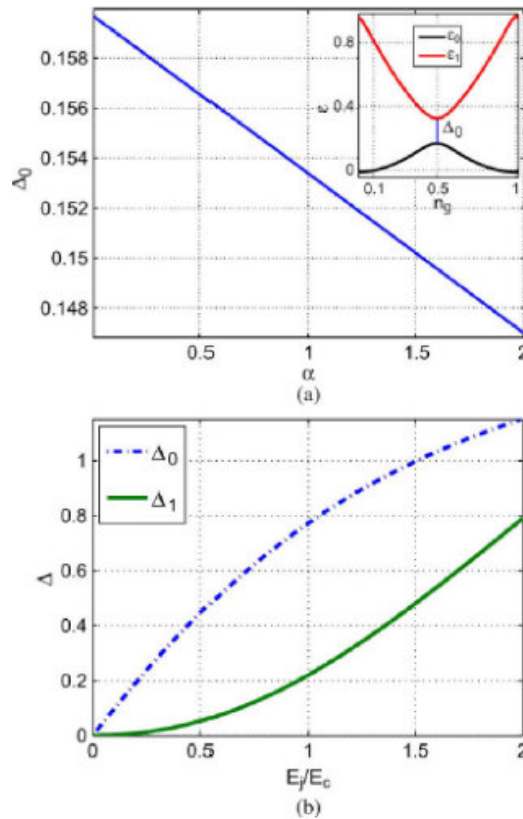


Fig.2 Results for the charge qubit obtained at $n_g=0.5$

REFERENCES

1. Nielsen M.A., Chuang I.L., Quantum computation and quantum information, Cambridge University Press (2000)
2. Valiev K.A., Physics-Uspexhi, 48, 1(2008)
3. Canturk M., Askerzade I.N., IEEE Applied Superconductivity, 21, 3541 (2011)
4. Canturk M., Askerzade I.N., IEEE Applied Superconductivity, 22, 1400106 (2012)
5. Bauch T. et al , Phys.Rev. Lett, 94, 087003(2005)
6. Klenov N., Kornev V., Pedersen N., Physica C, 435, 114 (2006)
7. Goldobin E., et al, Phys.Rev.B 76, 224523 (2007)
8. Yamashita T., et al, Phys.Rev. Lett., 95, 097001(2005)
9. Askerzade I.N., Technical Physics, 56, 744 (2011)
10. Zaiman J., Principles of the Solids, UK, Cambridge Univ. Press (1995)
11. Canturk M., Kurt E., Askerzade I.N., Int. J. Comput. Math. Elect. Electron. Eng, 30, 775(2011)
12. Wendin G. and Shumeiko V. S., Fiz. Nizk. Temp. 33, 957 (2007) (Low Temp. Phys. 30, 724 (2007)).
13. Nakamura N., Pashkin Y.A., Tsai J.S. Nature, 398, 6730, 786(1999)

YARIİNKLÜZİV PROSESLƏRDƏ Λ^0 -HİPERONUN POLYARİZASİYASI

S.Q. Abdullayev, M.Ş. Qocayev
Bakı Dövlət Universiteti, Azərbaycan
m_qocayev@mail.ru

Yüksək enerjilər fizikasında leptonların nuklonlardan dərin qeyri –elastiki səpilmə (DQES) prosesləri xüsusi rol oynamışdır. Məhz həmin təcrübələrdə miqyas invariantlığı kəşf olunmuşdur ki, bu da əvvəlcə kvark-parton modelinin, sonralar isə güclü qarşılıqlı təsirlərin rəngdinamikası nəzəriyyəsinin yaradılması ilə nəticələndi. Son illərdə ənənəvi DQES prosesləri ilə yanaşı yarıinklüziv proseslər də geniş müzakirə olunur. Bu işdə leptonların nuklonlardan DQES zamanı polyarizə olunmuş Λ -hiperonun yaranması proseslərinə baxılmışdır:

$$e^{\pm} + N \Rightarrow e^{\mp} + \Lambda(h_{\Lambda}) + X, \tag{1}$$

$$\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + N \Rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + \Lambda(h_{\Lambda}) + X, \tag{2}$$

$$\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + N \Rightarrow \mu^{-}(\mu^{+}) + \Lambda(h_{\Lambda}) + X, \tag{3}$$

$$e^{-}(e^{+}) + N \Rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e) + \Lambda(h_{\Lambda}) + X, \tag{4}$$

burada h_{Λ} – Λ -hiperonun uzununa polyarizasiyasıdır.

Kvark –parton modeli çərçivəsində həmin proseslərin effektiv kəsikləri

$$\frac{d\sigma}{dx dy dz} = \sum_{q, h_q} f_q^N(x) \frac{d\hat{\sigma}}{dy} D_{q(h_q)}^{\Lambda(h_{\Lambda})}(z) \tag{5}$$

şəklində yazılır, burada $f_q^N(x)$ – kvarkın nuklon daxilində paylanma funksiyası, $D_{q(h_q)}^{\Lambda(h_{\Lambda})}(z)$ – polyarizə olunmuş kvarkın polyarizə olunmuş Λ -hiperona fraqmentasiya funksiyası, $d\hat{\sigma}/dy$ – parton proseslərinin effektiv kəsiyi, x, y və z isə kinematik dəyişənlərdir.

Elektron-nuklon DQES prosesinin parton prosesləri elektron-kvark və elektron-antikvark səpilmələridir:

$$e^- + q \Rightarrow e^- + q, \quad e^- + \bar{q} \Rightarrow e^- + \bar{q}.$$

Yüksək enerjilərdə zərrəciklərin spirallığı saxlanılır, bu səbəbdən elektron-kvark səpilməsinə 4 spiral amplitud uyğun gəlir: F_{LL} , F_{LR} , F_{RL} və F_{RR} (birinci indeks elektronun, ikinci indeks isə kvarkın spirallığına uyğundur). Spiral amplitudlar aşağıdakı ifadələrlə verilir:

$$F_{\alpha\beta} = \frac{Q_q}{xys} - \frac{g_\alpha^e g_\beta^q}{xys + M_Z^2}, \quad (\alpha, \beta=L; R) \quad (6)$$

burada \sqrt{s} –elektron-nuklon sisteminin tam enerjisi, Q_q –kvarkın elektrik yükü, g_L^e və g_R^e (g_L^q və g_R^q) – elektronun (kvarkın) Z^0 -bozonla sol və sağ rabitə sabitləri olub, $x_W = \sin^2 \theta_W$ – Vaynberq parametrindən asılıdır.

Elementar elektron-kvark səpilməsinin effektiv kəsiyi bərabərdir:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dy} = \pi\alpha^2 xs \{ (1+h_q)[F_{RR}^2 + (1-y)^2 F_{LR}^2] + (1-h_q)[F_{LL}^2 + (1-y)^2 F_{RL}^2] \}, \quad (7)$$

$h_q = \pm 1$ – kvarkın spirallığıdır. Elektron-antikvark səpilməsinin effektiv kəsiyini almaq üçün (7)-də $F_{RR} \Leftrightarrow F_{RL}$ və $F_{LL} \Leftrightarrow F_{LR}$ əvəzləmələri aparılmalıdır.

(7) ifadəsini effektiv kəsiyin (5) düsturunda nəzərə alaq:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx dy dz} = \pi\alpha^2 xs \sum_q \{ & f_q^N(x) D_q^\Lambda(z) [F_{RR}^2 + F_{LL}^2 + (1-y)^2 (F_{RL}^2 + F_{LR}^2)] + \\ & + f_{\bar{q}}^N(x) D_{\bar{q}}^\Lambda(z) [F_{RL}^2 + F_{LR}^2 + (1-y)^2 (F_{RR}^2 + F_{LL}^2)] + h_\Lambda [f_q^N(x) \Delta D_q^\Lambda(z) \times \\ & \times (F_{RR}^2 - F_{LL}^2 - (1-y)^2 (F_{RL}^2 - F_{LR}^2))] + f_{\bar{q}}^N(x) \Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z) (F_{RL}^2 - F_{LR}^2 - (1-y)^2 (F_{RR}^2 - F_{LL}^2)) \}, \quad (8) \end{aligned}$$

burada $D_q^\Lambda(z) = D_{q(+1)}^{\Lambda(+1)}(z) + D_{q(-1)}^{\Lambda(+1)}(z)$, $\Delta D_q^\Lambda(z) = D_{q(+1)}^{\Lambda(+1)}(z) - D_{q(-1)}^{\Lambda(+1)}(z)$.

Λ -hiperonun uzununa polyarizə olunma dərəcəsi

$$P_\Lambda = \frac{d\sigma(h_\Lambda = 1) - d\sigma(h_\Lambda = -1)}{d\sigma(h_\Lambda = 1) + d\sigma(h_\Lambda = -1)}, \quad (9)$$

ifadəsi ilə hesablanır və antikvarkların payı nəzərdən atıldıqda alırıq:

$$P_\Lambda = \frac{\sum_q f_q^N(x) \Delta D_q^\Lambda(z) [F_{RR}^2 - F_{LL}^2 - (1-y)^2 (F_{RL}^2 - F_{LR}^2)]}{\sum_q f_q^N(x) D_q^\Lambda(z) [F_{RR}^2 + F_{LL}^2 + (1-y)^2 (F_{RL}^2 + F_{LR}^2)]}. \quad (10)$$

Neytral zəif cərəyanlar hesabına baş verən (2) yarıinklüziv prosesinin parton prosesləri neytrino-kvark və neytrino-antikvark səpilmələridir:

$$\nu_\mu + q \Rightarrow \nu_\mu + q, \quad \bar{\nu}_\mu + q \Rightarrow \bar{\nu}_\mu + q.$$

Həmin proseslər iki spiral amplituda malikdir: F_{LR} və F_{LL} (neytrino sol polyarizə olunmuş zərrəcikdir) Elementar parton prosesi $\nu_\mu + q \Rightarrow \nu_\mu + q$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dy} = \pi\alpha^2 xs [(1-h_q)F_{LL}^2 + (1+h_q)F_{LR}^2 (1-y)^2] \quad (11)$$

effektiv kəsiyə malikdir. Bu ifadəni (5) düsturunda yerinə yazıb, alınan effektiv kəsikdən Λ -hiperonun polyarlaşma dərəcəsinə hesablaya bilərik (antikvarkların payı nəzərdən atılmışdır):

$$P_{\Lambda} = \frac{\sum_q f_q^N(x) \Delta D_q^{\Lambda}(z) [(1-y)^2 F_{LR}^2 - F_{LL}^2]}{\sum_q f_q^N(x) D_q^{\Lambda}(z) [F_{LL}^2 + (1-y)^2 F_{LR}^2]} \quad (12)$$

Zəif yüklü cərəyanların hesabına baş verən $\nu_{\mu} + N \Rightarrow \mu^{-} + \Lambda + X$ prosesinin parton prosesləri aşağıdakılardır:

$$\nu_{\mu} + d \Rightarrow \mu^{-} + u, \quad \nu_{\mu} + s \Rightarrow \mu^{-} + u, \quad \nu_{\mu} + u \Rightarrow \mu^{-} + \bar{d}, \quad \nu_{\mu} + \bar{u} \Rightarrow \mu^{-} + \bar{s}.$$

Bu parton proseslərinin hər biri yalnız bir spiral amplituda malikdir:

$$F = \frac{1}{xy s + M_W^2} \cdot \frac{U_{qq'}}{x_W},$$

burada $U_{ud} = \cos \theta_C$, $U_{us} = \sin \theta_C$, θ_C – Kabibbo bucağıdır.

Antikvarkların payı nəzərdən atıldıqda Λ -hiperonun polyarlaşma dərəcəsi üçün alınmışdır:

$$P_{\Lambda}(\nu_{\mu} \Rightarrow \mu^{-}) = -\frac{\Delta D_u^{\Lambda}(z)}{D_u^{\Lambda}(z)}, \quad (13) \quad P_{\Lambda}(\bar{\nu}_{\mu} \Rightarrow \mu^{+}) = -\frac{\Delta D_d^{\Lambda}(z) + R \cdot \Delta D_s^{\Lambda}(z)}{D_d^{\Lambda}(z) + R \cdot D_s^{\Lambda}(z)}, \quad (14)$$

burada $R = tg^2 \theta_C \approx 0,056$.

Göründüyü kimi, Λ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsi yalnız z dəyişəninin funksiyasıdır. Uyğun nəticələr $e^{-}(e^{+}) + N \Rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e) + \Lambda + X$ prosesləri üçün də alırıq:

$$P_{\Lambda}(e^{-} \Rightarrow \nu_e) = -\frac{\Delta D_d^{\Lambda}(z) + R \Delta D_s^{\Lambda}(z)}{D_d^{\Lambda}(z) + R D_s^{\Lambda}(z)}, \quad (15) \quad P_{\Lambda}(e^{+} \Rightarrow \bar{\nu}_e) = -\frac{\Delta D_u^{\Lambda}(z)}{D_u^{\Lambda}(z)}, \quad (16)$$

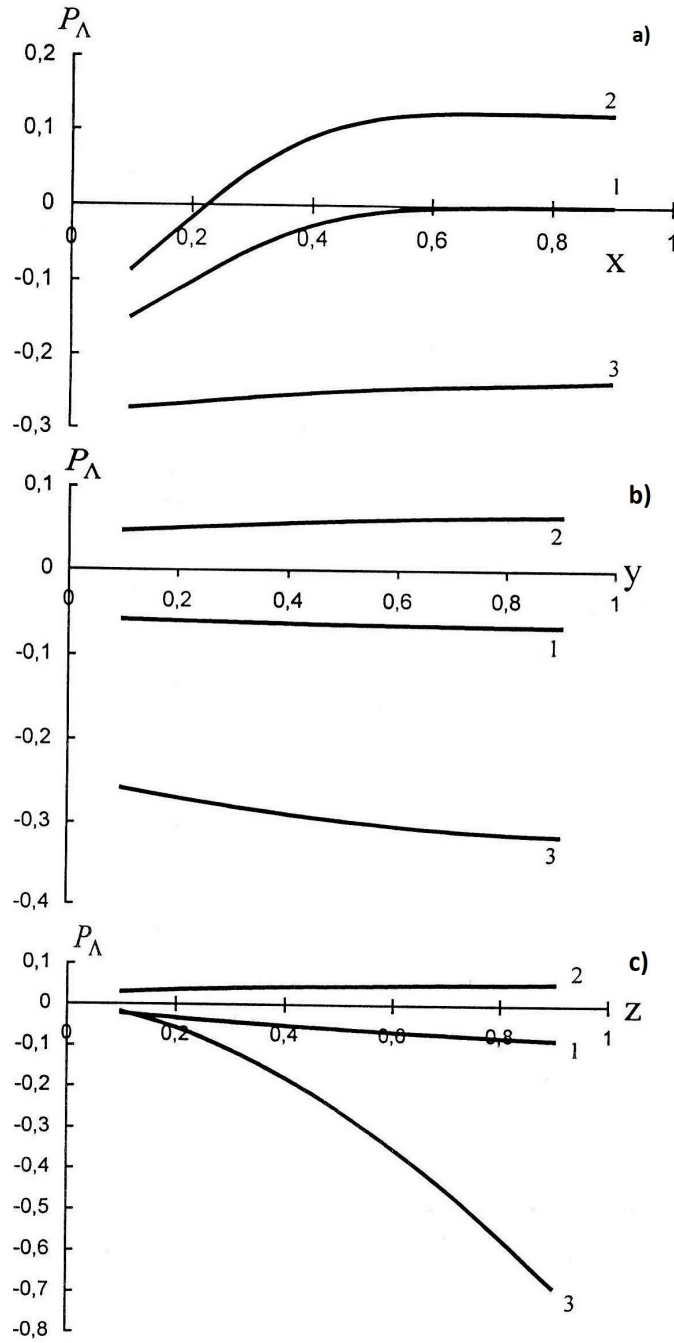
Λ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsinə qiymətləndirmək məqsədilə onun fraqmentasiya funksiyaları aşağıdakı kimi seçilmişdir:

$$\Delta D_s^{\Lambda}(z) = z^{\alpha} D_s^{\Lambda}(z), \quad \Delta D_u^{\Lambda}(z) = \Delta D_d^{\Lambda}(z) = N_u \Delta D_s^{\Lambda}(z);$$

α ilə N_u parametrləri bərabərdir:

1-ci variant:	$\alpha = 0,62,$	$N_u = 0;$
2-ci variant:	$\alpha = 0,27,$	$N_u = -0,2;$
3-cü variant:	$\alpha = 1,66,$	$N_u = 1;$

Kvarkların nuklon daxilində paylanma funksiyaları isə ədəbiyyatdan götürülmüşdür [1, 2]. 1-ci şəkildə polyarlaşma dərəcəsinin x dəyişəninədən ($y=0,1$ və $z=0,5$ olduqda), y dəyişəninədən ($x=0,3$ və $z=0,5$ olduqda) və nəhayət z dəyişəninədən ($x=0,3$ və $y=0,1$ olduqda), asılılıq qrafikləri verilmişdir. Görünür ki, fraqmentasiya funksiyalarının 1-ci və 2-ci variantlarında polyarlaşma dərəcəsinin qiyməti kiçikdir x, y, z dəyişənlərindən zəif asılıdır. 3-cü variantda polyarlaşma dərəcəsi mənfidir və z –dəyişəninənin artması ilə modulca artaraq 70%-ə çatır.



Şək. 1

1. H.Y. Cheng, S.N.Lai, C.Y. Wu. Phys. Rev. D 53 (1996), 2380.
2. A.D. Martin et. Al., ar : 0901. 0002 v. 3 [hep-ph] (2009).

VUD - SAKSON POTENSİALLI SAHƏDƏ D - ÖLÇÜLÜ ŞREDİNGER TƏNLIYİNİN ASİMPOTİK İTERASIYA METODUNUN KÖMƏYİLƏ HƏLLİ

V.H. Bədəlov

Fizika Problemləri İnstitutu, Bakı Dövlət Universiteti

İşdə asimptotik iterasiya metodundan (AİM) [1-3] istifadə etməklə ixtiyari l - halında Vud-Sakson potensiallı sahədə əlaqəli hallar üçün D - ölçülü radial Şredinger tənliyi həll edilmiş və Qausun hiperhəndəsi funksiyası ilə ifadə olunan radial dalğa funksiyası tapılmışdır. Həmçinin potensialın V_0 dərinliyindən, radial n və orbital l kvant ədədlərindən, D , a , R_0 parametrlərindən asılı məhdud sayda enerji spektri müəyyən edilmişdir.

Sferik simmetrik $V(r)$ potensiallı sahədə D –ölçülü radial Şredinger tənliyi aşağıdakı kimidir:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E - V(r) - \frac{\hbar^2 l(l+D-2)}{2\mu r^2} \right] R = 0, \quad (0 \leq r < \infty) \quad (1)$$

burada l –orbital kvant ədədi, μ –sistemin gətirilmiş kütləsidir.

Yeni $u(r) = r^{\frac{D-1}{2}} R(r)$ funksiyası üçün (1) tənliyi

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V_{eff}(r)] u = 0, \quad (2)$$

olur, burada $\tilde{l} = l + \frac{D-3}{2}$ -yeni parametr, $V_{eff}(r) = V(r) + \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu r^2}$ - effektiv potensialdır.

Sferik simmetrik standart Vud-Sakson potensialı [4]

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{-\frac{r-R_0}{a}}} \quad (a \ll R_0), \quad (3)$$

şəklindədir, burada V_0 – potensialın dərinliyi, R_0 –potensialın eni və ya nüvənin radiusu, a – parametri səth təbəqəsinin qalınlığı və α , ionlaşma enerjisinin təcrübi qiyməti ilə müəyyən olunur. Vud-Sakson potensiallı sahədə $\tilde{l} \neq 0$ qiymətində (2) tənliyini analitik həll etmək mümkün deyil, buna səbəb olan effektiv $V_{eff}(r)$ potensialın orbital mərkəzəqaçma

$V_l(r) = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu r^2}$ potensialıdır. Ona görə də yeni $x = \frac{r-R_0}{R_0}$ dəyişənini daxil edib, $r = R_0(1+x)$ və orbital mərkəzəqaçma $V_l(r)$ potensialını $x=0$ ($r=R_0$) nöqtəsi ətrafında Teylor sırasına ayıraq:

$$V_l(r) = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu r^2} = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu R_0^2} \cdot \frac{1}{(1+x)^2} = \tilde{\delta}(1-2x+3x^2-4x^3+\dots), \quad (4)$$

burada $\tilde{\delta} = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu R_0^2}$ –dir. Pekeris approksimasiyasına görə $V_l(r)$ potensialı aşağıdakı kimi götürülür [5-6]:

$$V_l^*(r) = \tilde{\delta} \left(C_0 + \frac{C_1}{1 + e^{\alpha x}} + \frac{C_2}{(1 + e^{\alpha x})^2} \right), \quad (5)$$

burada $\alpha = R_0/a$ -dir. $V_l^*(r)$ potensialını $x=0$ ($r=R_0$) nöqtəsi ətrafında Teylor sırasına ayırıb, x -in uyğun dərəcələrinin müqayisəsindən C_0, C_1, C_2 sabitlərini tapırıq:

$$C_0 = 1 - \frac{4}{\alpha} + \frac{12}{\alpha^2}; C_1 = \frac{8}{\alpha} - \frac{48}{\alpha^2}; C_2 = \frac{48}{\alpha^2}. \quad (6)$$

Beləliklə, yeni effektiv potensial

$$V_{eff}^*(r) = V_{WS}(r) + V_l^*(r) = \tilde{\delta}C_0 - \frac{V_0 - \tilde{\delta}C_1}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} - \frac{\tilde{\delta}C_2}{\left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2} \quad (7)$$

olur. Pekeris approksimasiyasına əsasən (2) tənliyində $V_{eff}(r)$ yerinə $V_{eff}^*(r)$ yazsaq və yeni

$z = \left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^{-1}$ dəyişəninə keçsək, alarıq:

$$z^2(1-z)^2 u''(z) + z(1-z)(1-2z)u'(z) + \frac{2\mu a^2}{\hbar^2} [E - \tilde{\delta}C_0 + (V_0 - \tilde{\delta}C_1)z - \tilde{\delta}C_2 z^2] u(z) = 0, \quad (0 \leq z \leq 1). \quad (8)$$

Əlaqəli halların olması üçün $E < 0$ bərabərsizliyi ödənməlidir. Ölçüsüz

$$\varepsilon^2 = -\frac{2\mu a^2(E - \tilde{\delta}C_0)}{\hbar^2} > 0, \beta^2 = \frac{2\mu a^2(V_0 - \tilde{\delta}C_1)}{\hbar^2} > 0, \gamma^2 = \frac{2\mu a^2 \tilde{\delta}C_2}{\hbar^2} > 0 \quad (9)$$

parametrləri daxil etsək, (8) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$u''(z) + \frac{1-2z}{z(1-z)} u'(z) + \frac{-\varepsilon^2 + \beta^2 z - \gamma^2 z^2}{(z(1-z))^2} u(z) = 0. \quad (10)$$

Beləliklə, (10) tənliyinə asimptotik iterasiya metodunu tətbiq edərək normallaşmış dalğa funksiyasını aşağıdakı kimi axtaraq:

$$u(z) = z^\zeta (1-z)^\eta \chi(z) \quad (11)$$

Qeyd edək ki, radial dalğa funksiyasının sonluluq şərtindən $u(0) = u(1) = 0$ olduğundan $\zeta > 0, \eta > 0$ alınır. (11) ifadəsini (10) tənliyində yerinə yazsaq, alarıq:

$$\chi''(z) + \frac{2\zeta + 1 - 2(\zeta + \eta + 1)z}{z(1-z)} \chi'(z) + \frac{\zeta^2 - \varepsilon^2 + [\beta^2 - (2\zeta + 1)(\zeta + \eta)]z + [(\zeta + \eta)^2 + \zeta + \eta - \gamma^2]z^2}{z^2(1-z)^2} \chi(z) = 0.$$

ζ və η parametrlərini elə seçək ki, yuxarıdakı tənlik sadələşsin. Ona görə də ζ və η parametrlərini

$$\begin{cases} \zeta^2 - \varepsilon^2 = 0 \\ \beta^2 - (2\zeta + 1)(\zeta + \eta) = -[(\zeta + \eta)^2 + \zeta + \eta - \gamma^2] \end{cases}$$

şəklində götursək, $\zeta > 0, \eta > 0$ şərtində $\zeta = \varepsilon > 0, \eta = \sqrt{\varepsilon^2 - \beta^2 + \gamma^2} > 0$ olar. Onda alarıq:

$$\chi''(z) + \frac{2\varepsilon + 1 - 2(\varepsilon + \eta + 1)z}{z(1-z)} \chi'(z) - \frac{(\varepsilon + \eta)^2 + \varepsilon + \eta - \gamma^2}{z(1-z)} \chi(z) = 0 \quad (12)$$

İkinci tərtib bircins adi diferensial tənlik aşağıdakı kimidir:

$$y''(z) = \lambda_0(z)y'(z) + s_0(z)y(z) \quad (13)$$

(12) və (13) tənliklərinin müqayisəsindən $\lambda_0(z)$ və $s_0(z)$ funksiyaları üçün alarıq:

$$\lambda_0(z) = \frac{2\varepsilon + 1 - 2(\varepsilon + \eta + 1)z}{z(1-z)}, \quad s_0(z) = \frac{(\varepsilon + \eta)^2 + \varepsilon + \eta - \gamma^2}{(z(1-z))^2} \quad (14)$$

(13) tənliyini n tərtibdən törəmə alsaq

$$y^{(n+2)}(z) = \lambda_n(z)y'(z) + s_n(z)y(z) \quad (15)$$

olar, burada $\lambda_n(z)$ və $s_n(z)$ funksiyaları aşağıdakı rekurrent düsturlarla verilir:

$$\lambda_n(z) = \lambda'_{n-1}(z) + s_{n-1}(z) + \lambda_{n-1}(z)\lambda_0(z), \quad s_n(z) = s'_{n-1}(z) + s_0(z)\lambda_{n-1}(z). \quad (16)$$

(14) münasibətləri ilə verilən funksiyalardan istifadə edərək (16) rekurrent düsturlarına əsasən $\lambda_1(z)$, $\lambda_2(z)$, $s_1(z)$, $s_2(z)$ funksiyaları üçün tapırıq:

$$\lambda_1(z) = \lambda'_0(z) + s_0(z) + \lambda_0^2(z) = z^{-2}(1-z)^{-2} \left\{ 2(\varepsilon+1)(2\varepsilon+1) + [(\varepsilon+\eta)^2 + \varepsilon + \eta - \gamma^2 - 2(2\varepsilon+2\eta+3)]z + [3(\varepsilon+\eta)^2 + 9(\varepsilon+\eta) + \gamma^2 + 6]z^2 \right\}$$

$$s_1(z) = s'_0(z) + s_0(z)\lambda_0(z) = \frac{[(\varepsilon+\eta)^2 + \varepsilon + \eta - \gamma^2][(\varepsilon+\eta+2)z - (\varepsilon+1)]}{z^2(1-z)^2}$$

$$\lambda_2(z) = \lambda'_1(z) + s_1(z) + \lambda_0(z)\lambda_1(z) = z^{-3}(1-z)^{-3} \left\{ -2(\varepsilon+1)(2\varepsilon+1)(2\varepsilon+3) + [-4(\varepsilon+1)(\varepsilon+\eta)^2 + 8(\varepsilon+1)(3\varepsilon+1)(\varepsilon+\eta) + 4(\varepsilon+1)\gamma^2 + 24(\varepsilon+1)(2\varepsilon+1)]z + [4(\varepsilon+\eta)^3 - (20\varepsilon-4)(\varepsilon+\eta)^2 - 2(40\varepsilon+2\gamma^2+15)(\varepsilon+\eta) - 4(\varepsilon+3)\gamma^2 - 36(2\varepsilon+1)]z^2 + [4(\varepsilon+\eta)^3 + 24(\varepsilon+\eta)^2 + 4(\gamma^2+11)(\varepsilon+\eta) + 8(\gamma^2+3)]z^3 \right\}$$

$$s_2(z) = s'_1(z) + s_0(z)\lambda_1(z) = z^{-2}(1-z)^{-2} [(\varepsilon+\eta)^2 + \varepsilon + \eta - \gamma^2] \left\{ 2(\varepsilon+1)(2\varepsilon+3) + [(\varepsilon+\eta)^2 - (\varepsilon+\eta) - \gamma^2 - 4(2\varepsilon+3) - 2(2\varepsilon+1)(2\varepsilon+2\eta+3)]z + [3(\varepsilon+\eta)^2 + 15(\varepsilon+\eta) + \gamma^2 + 18]z^2 \right\}$$

Bu funksiyaları kvantlanma şərtlərində [1-3]

$$\frac{s_k(z)}{\lambda_k(z)} = \frac{s_{k-1}(z)}{\lambda_{k-1}(z)} \equiv \alpha, \quad k > 0 \quad (17)$$

yerinə yazsaq, alarıq:

$$\begin{aligned} \frac{s_0(z)}{\lambda_0(z)} = \frac{s_1(z)}{\lambda_1(z)} &\Rightarrow \varepsilon_0 + \sqrt{\varepsilon_0^2 - \beta^2 + \gamma^2} = \frac{\sqrt{1+4\gamma^2} - 1}{2} \\ \frac{s_1(z)}{\lambda_1(z)} = \frac{s_2(z)}{\lambda_2(z)} &\Rightarrow \varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 - \beta^2 + \gamma^2} = \frac{\sqrt{1+4\gamma^2} - 3}{2} \\ \frac{s_2(z)}{\lambda_2(z)} = \frac{s_3(z)}{\lambda_3(z)} &\Rightarrow \varepsilon_2 + \sqrt{\varepsilon_2^2 - \beta^2 + \gamma^2} = \frac{\sqrt{1+4\gamma^2} - 5}{2} \\ &\dots\dots\dots \end{aligned} \quad (18)$$

Yuxarıdakı münasibətləri ümumiləşdirsək, ε üçün alarıq:

$$\varepsilon_n + \sqrt{\varepsilon_n^2 - \beta^2 + \gamma^2} = \frac{\sqrt{1+4\gamma^2} - 2n - 1}{2}. \quad (19)$$

burada n - radial kvant ədədidir. Beləliklə, (19) ifadəsindən tapırıq:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left(n' + \frac{\beta^2 - \gamma^2}{n'} \right), \quad (20)$$

burada $n' = -n + \frac{\sqrt{1+4\gamma^2} - 1}{2}$. $\varepsilon > 0$, $\sqrt{\varepsilon^2 - \beta^2 + \gamma^2} > 0$ bərabərsizliklərindən $n' > 0$ alınır, yəni

$$0 \leq n < \frac{\sqrt{1+4\gamma^2} - 1}{2}. \quad (21)$$

$\beta^2 - \gamma^2 > 0$ bərabərsizliyindən isə

$$V_0 R_0^3 > \frac{\hbar^2 \tilde{l} (\tilde{l} + 1) a}{2\mu} \quad (22)$$

alınır. γ -nin ifadəsini (21)-də yerinə yazsaq, alarıq:

$$0 \leq n < \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{192 a^4 \tilde{l} (\tilde{l} + 1)}{R_0^4}} - 1 \right) \quad (23)$$

$\varepsilon, \beta, \gamma$ parametrlərinin (9) ifadələrini (20)-də yerinə yazsaq, l - halında enerjinin məxsusi qiyməti üçün aşağıdakı ifadəni taparıq:

$$E_{nl} = \frac{\hbar^2 \tilde{l} (\tilde{l} + 1)}{2\mu R_0^2} \left(1 + \frac{12 a^2}{R_0^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2\mu a^2} \left[\frac{1}{16} \left(\sqrt{1 + \frac{192 \tilde{l} (\tilde{l} + 1) a^4}{R_0^4}} - 2n - 1 \right)^2 + \frac{4 \left(\frac{\mu V_0 a^2}{\hbar^2} - \frac{4 \tilde{l} (\tilde{l} + 1) a^3}{R_0^3} \right)^2}{\left(\sqrt{1 + \frac{192 \tilde{l} (\tilde{l} + 1) a^4}{R_0^4}} - 2n - 1 \right)^2} + \frac{\mu V_0 a^2}{\hbar^2} \right] \quad (24)$$

$D=3$ olduqda, $l=0$ halında sistemin əlaqəli halları yoxdur. Çünki, bu halda (23) bərabərsizliyi ödənmir. $D>3$ olduqda, $l=0$ halında sistemin əlaqəli halları vardır. (24) ifadəsindən görünür ki, enerjinin məxsusi qiyməti potensialın V_0 dərinliyindən, potensialın R_0 enindən, səthin a qalınlığından və D parametridən asılıdır. Beləliklə, n və V_0 üçün müəyyən olunmuş şərtlər, yəni (22) və (23) bərabərsizlikləri ödənərsə, onda əlaqəli hallar mövcuddur və bu halların enerji spektri məhdud saydadır. $D=3$ olduqda, (24) ifadəsi [5,6] – dəki E_{nl} -nin ifadəsi ilə üst-üstə düşür.

Aşağıdakı şəkildə olan

$$y''(z) = 2 \left(\frac{az^{N+1}}{1 - bz^{N+2}} - \frac{m+1}{z} \right) y'(z) - \frac{wz^N}{1 - bz^{N+2}} y(z) \quad (25)$$

ikinci tərtib bircinsli adi xətti diferensial tənliyin analitik həlli [3]:

$$y_n(z) = (-1)^n C (N+2)^n (\sigma)_n {}_2F_1(-n, \rho+n; \sigma; bz^{N+2}), \quad (26)$$

burada $(\sigma)_n = \frac{\Gamma(\sigma+n)}{\Gamma(\sigma)}$, $\sigma = \frac{2m+N+3}{N+2}$ və $\rho = \frac{(2m+1)b+2a}{(N+2)b}$ - dir.

(12) və (26) tənliklərinin müqayisəsindən

$$a = \frac{2\eta+1}{2}, b=1, N=-1, m = \frac{2\varepsilon-1}{2}, \sigma = 2\varepsilon+1, \rho = 2\varepsilon+2\eta+1, w = (\varepsilon+\eta)^2 + \varepsilon + \eta - \gamma^2$$

olduğundan (26) ifadəsindən istifadə edərək l halında $\chi_{nl}(z)$ funksiyası üçün alarıq:

$$\chi_{nl}(z) = (-1)^n C \frac{\Gamma(2\varepsilon+n+1)}{\Gamma(2\varepsilon+1)} {}_2F_1(-n, 2\varepsilon+2\eta+1+n; 2\varepsilon+1; z), \quad (27)$$

burada ${}_2F_1(-n, 2\varepsilon+2\eta+1+n; 2\varepsilon+1; z)$ - Qausun hiperhəndəsi funksiyasıdır və C müəyyən sabitdir.

ƏDƏBİYYAT

1. H. Çiftçi, R.L. Hall and N. Saad, J. of Phys. A: Math.Gen. **36** (2003) 11807.
2. H. Çiftçi, R.L. Hall and N. Saad, J. of Phys. A: Math.Gen. **38** (2005) 1147.

3. H.Çiftçi, R.L.Hall and N.Saad, Phys. Lett. A: **340** (2005) 388.
4. R. D. Woods and D. S. Saxon, Phys. Rev. **95** (1954) 577.
5. V. H. Badalov, H. I. Ahmadov and A. I. Ahmadov, Int.J.Mod.Phys. E **18** (2009) 631.
6. V. H. Badalov, H. I. Ahmadov, arxiv math-ph: 11111.4734.

**π -MESON-NUCLEON COUPLING CONSTANT $g_{\pi NN}$ FROM
ADS/QCD MODELS IN THE AXIAL GAUGE**

Sh. Mamedov¹ and N. Huseynova²

(1) Institute for Physical Problems and

(2) Theoretical Physics Department of Baku State University

We consider pseudoscalar- spinor interaction in soft-wall AdS/QCD model in the axial gauge. The Lagrangian for this interaction is taken from earlier work. The solutions to 5D equations of motion are presented. Using these solutions the $g_{\pi NN}$ coupling constant can be calculated in axial gauge case as well.

As is known there are two basic models of newly developed AdS/QCD theory: the hard-wall and soft-wall models. Let us outline basic principles of soft-wall model [1] and introduce π -meson and nucleons in this model. Action for this model has a form:

$$I = \int d^5x \sqrt{g} e^{-\Phi} \mathcal{L}, \quad (1)$$

where $g = |\det g_{MN}|$ and metric of AdS space is given by

$$g_{MN} dx^M dx^N = e^{2A(z)} (dz^2 + \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu), \quad (2)$$

Here $\Phi = \Phi(z)$ is the dilaton field and the metric $\eta_{\mu\nu}$ is Minkovski metric

$$\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1,1,1,1) \quad (3)$$

The dilaton field is chosen in such a way that to regulate 5-dimensional integrals at $z \rightarrow \infty$. In simplest case for this field we have

$$\Phi - A = k^2 z^2 + \log z \quad (4)$$

1. π -mesons in soft-wall model

In the bulk of AdS space there are gauge fields A_L^M and A_R^M , which transform as a left and right chiral fields under $SU(2)_L \times SU(2)_R$. Besides gauge fields there is scalar field X , which transforms under bifundamental representation of gauge group $SU(2)_L \times SU(2)_R$. π -mesons are introduced in this model via scalar field X [4]: $X = X_0 \exp(2i\pi^a t^a)$. Action for these fields has a form:

$$I = \int d^5x e^{-\Phi(z)} \sqrt{g} \left\{ -|DX|^2 + 3|X|^2 - \frac{1}{4g_5^2} (F_L^2 + F_R^2) \right\}, \quad (5)$$

Here $g_5^2 = \frac{12\pi^3}{N_c}$. We shall work in $A_5 = 0$ gauge. Equations of motion for π -meson field will be obtained from the action (5) and have forms:

$$\partial_z \left(\frac{e^{-\Phi(z)}}{z} \partial_z \varphi^a \right) + \frac{g_5^2 v(z)^2 e^{-\Phi(z)}}{z^5} (\pi^a - \varphi^a) = 0, \quad (6)$$

$$-q^2 \partial_z \varphi^a + \frac{g_5^2 v(z)^2}{z^2} \partial_z \pi^a = 0. \quad (7)$$

2. Nucleons in soft-wall model

We introduce a fermion field in background geometry (2) following to Ref. [2]. Such a field is described by following action:

$$S^F = \int d^{d+1}x \sqrt{g} e^{-\Phi(z)} \left(\frac{i}{2} \bar{\Psi} e_A^N \Gamma^A D_N \Psi - \frac{i}{2} (D_N \Psi)^+ \Gamma^0 e_A^N \Gamma^A \Psi - (M + \Phi(z)) \bar{\Psi} \Psi \right) \quad (8)$$

Here $e_A^N = z \delta_A^N$ and the covariant derivative is $D_N = \partial_N + \frac{1}{8} \omega_{NAB} [\Gamma^A, \Gamma^B]$. Non-zero components of spin connection are: $\omega_{\mu\alpha\nu} = -\omega_{\nu\alpha\mu} = \frac{1}{z} \eta_{\mu\nu}$.

The five dimensional gamma matrices obey anticommutation relation $\{\Gamma^A, \Gamma^B\} = 2\eta^{AB}$ and defined as $d = 4$, $\Gamma^A = (\gamma^\mu, -t\gamma^5)$. Equation of motion obtained from the action (8) has a form below:

$$\left[i e_A^N \Gamma^A D_N - \frac{i}{2} (\partial_N \Phi) e_A^N \Gamma^A - (M + \Phi(z)) \right] \Psi = 0 \quad (9)$$

with $\Delta = \frac{d}{2} - M$. Here Δ is the conformal dimension of spin 3/2 operator and M is the 5D mass. From the (9) it will be obtained second order equations for profile functions:

$$\left[\partial_z^2 - \frac{2(M+k^2 z^2)}{z} \partial_z + \frac{2(M-k^2 z^2)}{z^2} + p^2 \right] f_R = 0, \quad \left[\partial_z^2 - \frac{2(M+k^2 z^2)}{z} \partial_z + p^2 \right] f_L = 0 \quad (10)$$

Solutions of (10) are expressed in Laguerre polynomials:

$$\Psi_L^{(n)}(z) = n_L \xi^\alpha L_n^{(\alpha)}(\xi), \quad \Psi_R^{(n)}(z) = n_R \xi^{\alpha-\frac{1}{2}} L_n^{(\alpha-1)}(\xi) \quad (11)$$

The normalization constants are equal to

$$n_L = \frac{1}{k^{\alpha-1}} \sqrt{\frac{2\Gamma(n+1)}{\Gamma(\alpha+n+1)}}, \quad n_R = n_L \sqrt{\alpha+n}$$

And final profile functions are:

$$f_L(p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_{n,m} \Psi_L^{(n)}(z)}{p^2 - m_n^2}, \quad f_R(p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_{n,p} \Psi_R^{(n)}(z)}{p^2 - m_n^2} \quad (12)$$

3. Bulk interaction Lagrangian for the boundary π -meson- nucleon coupling

The interaction in the bulk fermion with the pseudoscalar field is described by the Yukawa interaction type Lagrangian:

$$\mathcal{L}_{\pi NN} = -g [\bar{N}_1 X N_2 + \bar{N}_2 X^+ N_1]. \quad (13)$$

This Lagrangian leads to following expression of this coupling:

$$g_{\pi NN}^{(0)nm} = g \int_0^\infty \frac{dz}{4z^2} e^{-\Phi(z)} \pi(z) \left(f_{1L}^{(n)*}(z) f_{2R}^{(m)}(z) - f_{2L}^{(n)*}(z) f_{1R}^{(m)}(z) \right) \quad (14)$$

In the hard-wall case of $\Phi\left(\frac{x}{\mu}\right) = 1$, ($\mu = \frac{1}{z_0}$, $x = \mu z$) the analytically soluble cases are:

1) $\tilde{q}^2, \tilde{m}_q^2 \gg (\tilde{\sigma} x^2)^2$ (z small or $\sigma = 0$),

$$\partial_z \pi(q, z) = \frac{q^2 z}{g_5^2 m_q^2 z_0^2} \left[A_0 \left(\sqrt{q^2 - g_5^2 m_q^2 z} \right) + B Y_0 \left(\sqrt{q^2 - g_5^2 m_q^2 z} \right) \right]$$

2) $\tilde{q}^2 \gg (\tilde{\sigma} x^2)^2 \gg \tilde{m}_q^2$ (q^2 large, z not extremely small),

$$\partial_z \pi(q, z) = \frac{q^2}{g_5^2 \sigma^2 z z_0^2} [A_2(qz) + B Y_2(qz)]$$

3) $(\tilde{\sigma} x^2)^2 \gg \tilde{q}^2 \gg \tilde{m}_q^2$ (z large),

$$\partial_z \pi(q, z) = \frac{q^2}{g_5^2 \sigma^2 z^3 z_0^2} \left\{ A A t \left[\left(\frac{g_5 \sigma z^3}{2} \right)^{2/3} \right] + B B t \left[\left(\frac{g_5 \sigma z^3}{2} \right)^{2/3} \right] \right\}$$

In the soft-wall case of $\Phi\left(\frac{x}{\mu}\right) = x^2$, the analytically soluble cases are:

1) $\tilde{q}^2, \tilde{m}_q^2 \gg (\tilde{\sigma}x^2)^2$ (z small or $\sigma = 0$),

$$\partial_z \pi(q, z) = \frac{q^2 k^2 z}{g_{\xi}^2 m_q^2} \left\{ AM \left[1 - \frac{q^2 - g_{\xi}^2 m_q^2}{4k^2}, 1, (kz)^2 \right] + BU \left[1 - \frac{q^2 - g_{\xi}^2 m_q^2}{4k^2}, 1, (kz)^2 \right] \right\}$$

2) $\tilde{q}^2 \gg (\tilde{\sigma}x^2)^2 \gg \tilde{m}_q^2$ (q^2 large, z not extremely small),

$$\partial_z \pi(q, z) = \frac{q^2 k^6 z}{g_{\xi}^2 \sigma^2} \left\{ AM \left[1 - \frac{q^2}{4k^2}, 3, (kz)^2 \right] + BU \left[1 - \frac{q^2}{4k^2}, 3, (kz)^2 \right] \right\}$$

REFERENCES

1. A.Karch, E. Katz, D.T.Son and M.A. Stephanov, Phys. Rev. D 74, 015005 (2006),
2. Z. Abidin and C.Carlson, Phys. Rev. D 79, 115003 (2009),
3. H.C. Ahn, D.K. Hong, C.Park and S. Siwach, Phys.Rev. D 80, 054001 (2009)
4. H.J. Kwee and L.F. Lebed, Phys.Rev. D77, 115007 (2008)

NÜVƏ KVADRUPOL QARŞILIQLI TƏSİR İNTEQRALLARININ HESABLANMASINDA MOLEKULYAR KÖMƏKÇİ FUNKSİYALARIN TƏTBİQLƏRİ

T.H. Əliyeva

BDU, Fizika Problemləri ETİ

alievatarana@rambler.ru

İşdə Sleyter atom orbitalları daxil olan iki- və üçmərkəzli nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir inteqrallarının hesablanması məsələsinə baxılmışdır. Bu məqsədlə Sleyter atom orbitallarının köçürülməsi düsturundan istifadə olunmuşdur. Köçürmə düsturu ilə iki- və üçmərkəzli inteqrallar daha sadə birmərkəzli inteqralların sırası şəklində göstərilmişdir. Sıranın əmsalları ikimərkəzli örtmə inteqrallarıdır. Örtmə inteqralları molekulyar köməkçi funksiyalarla ifadə olunmuşdur.

Məlumdur ki, molekularda nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir enerjisinin hesablanması kvadrupol nüvələrdə elektrik sahəsinin qradientinin hesablanması məsələsinə gətirilir. Əgər kvadrupol nüvədə elektrik sahəsinin qradienti və nüvənin spini məlum olarsa nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir enerjisini hesablamaqla nüvənin elektrik kvadrupol momentini tapmaq olar. Bu da nüvənin quruluşunun tədqiqində mühüm rol oynayır.

Kvadrupol nüvələrdə elektrik sahəsinin qradienti nəzəri olaraq Xartri-Fok-Rutan (XFR) metodu ilə hesablanı bilər. Bu metoda görə molekul daxilində elektronun halı birelektronlu dalğa funksiyaları olan U_i – molekulyar orbitalları ilə təsvir olunan MO LCAO yaxınlaşmasına əsasən molekulyar orbitallar molekuldakı atomların χ_q atom orbitallarının xətti kombinasiyası şəklində axtarılır

$$U_i = \sum_{q=1}^m C_{qi} \chi_q. \quad (1)$$

χ_q – atom orbitalları olaraq Sleyter funksiyalarından istifadə olunur. C_{qi} – naməlum əmsallarının qiymətləri XFR tənliliklərinin həllindən tapılır. U_i molekulyar orbitallarını bilərək molekulun determinant dalğa funksiyasını qurmaq olar.

Determinant dalğa funksiyaları vasitəsi ilə matris elementlərinin hesablanması teoremindən istifadə etdikdə kvadrupol nüvələrdə elektrik sahəsinin qradienti q_e bir– iki– və üçmərkəzli nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir inteqralları ilə və C_{qi} əmsallarının qiymətləri ilə ifadə olunurlar.

$$q_e^{kl}(e) = \sum_{ipq} C_{pi}^* C_{qi} \int \chi_p^*(\vec{r}_i) V_e^{kl}(1) \chi_q(\vec{r}_i) dv_1. \quad (2)$$

V_e^{kl} – nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir operatorudur [1].

[1]-də Sleyter atom orbitallı nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir inteqralları üçün ümumi analitik ifadə alınmışdır.

İşdə iki – və üçmərkəzli nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir inteqrallarının hesablanması məsələsinə baxılmışdır. Bu məqsədlə Sleyter funksiyalarının köçürülməsi düsturlarından istifadə olunmuşdur [2]. Bu düsturlardan istifadə etməklə iki – və üçmərkəzli nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir inteqrallarını birmərkəzli inteqralların sırası şəklində ifadə etmək olar. İkimərkəzli inteqrallar üçün bu əməliyyat aşağıdakı kimi həyata keçirilir:

$$U_{ab}^{ij}(b) = \int \chi_a(1) \frac{3(\chi_i - x_i)(\chi_j - x_j) - \delta_{ij} r_{1b}^2}{r_{1b}^5} \chi_b(1) dv_1 =$$

$$= \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{n'_b=1}^N \sum_{\ell'_b=0}^{n'_b-1} \sum_{m'_b=-\ell'_b}^{\ell'_b} W_{n_a \ell_a m_a, n'_b \ell'_b m'_b}^N(\vec{P}_{ab}) \cdot U_{b'b}^{ij}(b). \quad (3)$$

Burada $\chi_a \equiv \chi_{n_a \ell_a m_a}$, $\chi_b \equiv \chi_{n_b \ell_b m_b}$ a və b nöqtələrində mərkəzləşmiş Sleyter atom orbitalları, χ_i , χ_j – kvadrupol nüvələrin və x_i , x_j isə elektronların dekart koordinatlarıdır. $\vec{P}_{ab} = \xi \vec{P}_{ab}$ və \vec{P}_{ab} – və a və b mərkəzlərini birləşdirən radius vektordur. ξ – Sleyter funksiyalarının eksponensial parametridir. $U_{b'b}^{ij}(b)$ birmərkəzli nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir inteqrallarıdır.

W^N – kəmiyyətləri Sleyter atom orbitalları daxil olan örtmə inteqralları ilə ifadə olunurlar [2].

$$W_{n \ell m, n' \ell' m'}^N(\vec{P}_{ab}) = \sum_{n''=\ell'+1}^N \Omega_{n''}^{\ell'}(N) [(n \ell m) / (n' \ell' m')] \quad (4)$$

$$\Omega_{nn'}^{\ell}(N) = (-1)^{n+n'} [F_{n+\ell+1}(2n, 0) F_{n'+\ell+1}(2n', 0)]^{1/2} \times$$

$$\times \sum_{n''=\max(n, n')}^N [F_{n+\ell+1}(n'' + \ell + 1, 0) F_{n-\ell-1}(n'' - \ell - 1, 0) \times$$

$$\times F_{n'+\ell+1}(n'' + \ell + 1, 0) F_{n'-\ell-1}(n'' - \ell - 1, 0)]^{1/2}. \quad (5)$$

$$F_m(N, 0) = \frac{N!}{m!(N-m)} \quad (6)$$

binomal əmsallardır.

$$[(n\ell m)/(n'\ell'm')] = \int \chi_{n\ell m}(\xi, r_a \theta_a \varphi_a) \chi_{n'\ell'm'}(\xi', r_b \theta_b \varphi_b) dv \quad (7)$$

Sleyter atom orbitalları daxil olan örtmə inteqrallarıdır.

İşdə örtmə inteqrallarını hesablamaq üçün $A_n(\alpha)$ və $B_n(\beta)$ molekulyar köməkçi funksiyalarından istifadə olunmuşdur.

ƏDƏBİYYAT

1. Алиева Т.Г., Ж. Вестник БГУ, 2001, №3, с. 48-51.
2. Гусейнов И.И., Пашаев Ф.Г. и др. Ж. Структ. Химии, 1985, 26, №5, с.172-175.

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И.Р. Гадирова

Бакинский Государственный Университет

igadirova@yahoo.com

Рассмотрены двухфотонные межзонные электронные переходы в параболической квантовой яме в присутствии магнитного поля. Вероятность двухфотонных переходов является немонотонной функцией частоты света с максимумами при частотах, соответствующих переходам между новой парой подзон. В магнитном поле максимумы двухфотонного поглощения смещаются в высокочастотную область.

В данной работе теоретически изучается двухфотонное межзонное поглощение света в параболической квантовой яме в присутствии внешнего однородного магнитного поля, вычисляется вероятность и коэффициент поглощения по теории возмущений. Рассмотрены разрешено–разрешенные переходы, в качестве промежуточных состояний рассмотрены размерно–магнито–квантованные уровни зоны проводимости, в которую происходят переходы.

Гамильтониан для электрона в параболической квантовой яме, помещенной в однородное магнитное поле, имеет вид [1]:

$$\hat{H}_i = \frac{1}{2m} \left(\hat{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + \frac{K_i}{2} z^2, \quad (1)$$

где $K_i = \frac{8\Delta E_i}{d^2}$, ΔE_i –высота квантовой ямы в i -й зоне, d –толщина слоя квантовой ямы. В калибровке для векторного потенциала $\vec{A}(0, Hz, 0)$ если напряженность внешнего магнитного поля направлена вдоль поверхности размерно–ограниченной системы $\vec{H}(H, 0, 0)$ волновые функции и собственные значения гамильтониана (1) имеют вид:

$$\psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \cdot e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \cdot \varphi_{n_i}(z) \quad (2)$$

$$\varphi_{n_i}(z) = \frac{1}{\sqrt{2^{n_i} n_i!}} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{\pi} R_i} \right)^{1/2} \cdot e^{-\frac{(z-z_i)^2}{2R_i^2}} \cdot H_n\left(\frac{z-z_i}{R_i}\right) \quad (3)$$

$$E_{cn,\vec{k}} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_c} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_c} \cdot \frac{\omega_{oc}^2}{\Omega_c^2} + \left(n_c + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega_c \quad (4)$$

$$E_{vn,\vec{k}} = -\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_v} - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_v} \cdot \frac{\omega_{ov}^2}{\Omega_v^2} - \left(n_v + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega_v - E_g$$

Здесь \vec{k} , $\vec{\rho}$ – волновой вектор и радиус – вектор электрона в плоскости квантовой ямы XOY , S – площадь слоя квантовой ямы, n_c и n_v – номер квантового уровня соответственно в зоне проводимости и валентной зоне,

$$\Omega_i^2 = \omega_{0i}^2 + \omega_i^2, \quad \omega_{0i} = \sqrt{\frac{K_i}{m_i}}, \quad \omega_i = \frac{eH}{m_i e}, \quad R_i = \sqrt{\frac{\hbar}{m_i \Omega_i}}, \quad z_i = \frac{\hbar \omega_i k_y}{m_i \Omega_i^2}$$

$H_n(z)$ – полиномы Эрмита, E_g – ширина запрещённой зоны полупроводника.

Волновая функция частицы в квантовой яме, помещённой во внешнее магнитное поле, с учетом периодического поля кристаллической решетки равна [2].

$$\varphi_{in\vec{k}}(\vec{r}) = u_{i0}(\vec{r}) \psi_{in\vec{k}}(\vec{r}) \quad (5)$$

где $u_{i0}(\vec{r})$ – периодическая часть блоховской функции исходного полупроводника.

Рассмотрим простую двухзонную модель. Во втором порядке теории возмущений для вероятности двухфотонного перехода из валентной зоны в зону проводимости имеем [2]:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{c\nu\beta} \left| M_{c\nu}(\vec{k}) \right|^2 \delta(E_c - E_\nu - \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2), \quad (6)$$

где составной матричный элемент равен

$$M_{c\nu}(\vec{k}) = \frac{(\vec{\xi}_2 H_{c\beta})(\vec{\xi}_1 H_{\beta\nu})}{E_\beta - E_\nu - \hbar\omega_1} + \frac{(\vec{\xi}_1 H_{c\beta})(\vec{\xi}_2 H_{\beta\nu})}{E_\beta - E_\nu - \hbar\omega_2}, \quad (7)$$

ω_1, ω_2 и $\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2$ – частоты и векторы поляризации световых потоков, $H_{c\beta}$ и $H_{\beta\nu}$ – матричные элементы оператора возмущения в магнитном поле

$$\hat{H}' = \frac{e}{mc} \vec{A}(\hat{p} + \frac{e}{c} \vec{A}') \quad (8)$$

на волновых функциях (2) валентной зоны и зоны проводимости.

\vec{A} – вектор–потенциал электромагнитной волны $|A| = \frac{\sqrt{2\pi N \hbar \omega}}{\omega/v}$, v – фазовая скорость

$v = \frac{c}{n}$, $\hat{p} = -i\hbar\nabla$, N – число фотонов в единице объема, $\vec{A}'(0, Hz, 0)$ – вектор–потенциал для постоянного магнитного поля.

Используя (1)-(8) и рассматривая в качестве промежуточных состояний размерно–магнито–квантованные уровни в зоне проводимости, для вероятности межзонных двухфотонных переходов получим:

$$W = \frac{S}{\pi\hbar} \left(\frac{eA}{mc} \right)^4 Z \sum_{n_c m_c l_v} \int \frac{I_{n_c m_c}^2 I_{m_c l_v}^2 \delta(E_{n_c} - E_{l_v} - 2\hbar\omega)}{(E_{m_c} - E_{l_v} - \hbar\omega)^2} dk_x dk_y \quad (9)$$

где

$$Z = \xi_{2z}^2 (\vec{\xi}_1 \vec{p}_{cv})^2 + 2\xi_{1z} \xi_{2z} (\vec{\xi}_1 \vec{p}_{cv})(\vec{\xi}_2 \vec{p}_{cv}) + \xi_{1z}^2 (\vec{\xi}_2 \vec{p}_{cv})^2, \quad (10)$$

$$I_{m_c l_v} = \int \varphi_{m_c}^* (z - z_c) \varphi_{l_v} (z - z_v) dz \quad (11)$$

$$I_{n_c m_c} = \int \varphi_{n_c}^* (z - z_c) \hat{p}_z \varphi_{m_c} (z - z_c) dz$$

\vec{p}_{cv} – матричный элемент оператора импульса на волновых функциях Блоха в зоне проводимости и в валентной зоне, – вектор поляризации электромагнитной волны.

В выражении (9) мы принимаем частоты световых потоков равными $\omega_1 = \omega_2 = \omega$.

Коэффициент поглощения определяется из соотношения:

$$\alpha = \frac{2\hbar\omega W}{IV}, \quad (12)$$

где

$$I = Nv\hbar\omega \quad (13)$$

интенсивность излучения в веществе, $V = Sd$ – объём слоя квантовой ямы.

Используя выражения (9) и (12), для коэффициента двухфотонного межзонного поглощения при электронных переходах между нижними подзонами получим:

$$\alpha_{\nu_0 c_0 c_1} = \frac{16\pi^2 e^4 \sqrt{\mu M I Z}}{\hbar d m^4 c^2 \varepsilon \omega^3} \frac{R_\nu}{R_c (R_c^2 + R_\nu^2)} \frac{e^{-a}}{(\omega - \Omega_c)^2}, \quad (14)$$

$$\text{где } \frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v}, \quad \frac{1}{M} = \frac{\omega_c^2}{m_c \Omega_c^2} + \frac{\omega_v^2}{m_v \Omega_v^2}, \quad a = \frac{M(2\hbar\omega - 1,5\hbar\Omega_c - 0,5\hbar\Omega_v - E_g)}{\hbar^2 (R_c^2 - R_\nu^2)} \left[\frac{R_c^2 \omega_c}{\Omega_c} - \frac{R_\nu^2 \omega_v}{\Omega_v} \right]^2,$$

ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Как видно из выражений (9), (10) и (14) в случае разрешенно–разрешенных переходов двухфотонное поглощение может наблюдаться, если вектор поляризации одного из двух световых потоков имеет составляющую, направленную вдоль оси квантования.

Коэффициент двухфотонного поглощения является немонотонной функцией частоты света с максимумами поглощения при частотах, соответствующих переходам электронов между новой парой подзон. В магнитном поле максимумы двухфотонного поглощения смещаются в высокочастотную область.

Не существует правил отбора по квантовым числам начального и конечного состояний, т.е. переходы могут осуществляться между любыми размерно–магнито–квантованными подзонами.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Schmitt – Rink, D.S. Chemla, D.A.B. Miller. Adv. Phys. 38(2), 1989, p. 89
2. Ф. Бассани, Дж. Пастори Парравичини. Электронные состояния и оптические переходы в твёрдых телах. Москва: «Наука», 1982, 392 с.

SELMEYER ƏMSALLARINDAN İSTİFADƏ ETMƏKLƏ $Zn_{1-x}Mg_xSe$ KRİSTALINDA SİNHRONİZM BUCAĞININ HESABLANMASI

G.Ə. Səfərova, L.S. Hacıyeva, N.N. Heydərov
Bakı Dövlət Universiteti, Fizika Problemləri İnstitutu

İşdə ikinci harmonika generasiya qeyri –xətti prosesi üçün faza münasibətlərinə baxılıb və $Zn_{1-x}Mg_xSe$ bərk məhlulları üçün dispersion bucaq əmsalları hesablanmışdır. Tədqiq olunun qarışıq tipli kristalların qeyri-xətti optik xassələrinin öyrənilməsi üçün mövcud ədədi üsuldən istifadə olunub. Hesablamalar təcrübədən ölçülən Selmeyer əmsallarının qiymətlərindən istifadə etməklə aparılıb. Bundan əlavə təcrübədə realizə olunmuş infraqırmızı diapazona aid şüalanmanın $\lambda=5\text{mkm}$, $\lambda=5.3\text{mkm}$, $\lambda=6\text{mkm}$, $\lambda=6.3\text{mkm}$, $\lambda=9.5\text{mkm}$, və $\lambda=9.64\text{mkm}$ və $\lambda=10.6\text{mkm}$ dalğa uzunluqlarının qiymətləri üçün sinxronizm bucağı və uyğun dalğaların qiymətlərində sındırma əmsallarının mütləq qiymətləri təyin olunub.

Qeyri-xətti optika üçün maddənin tədqiqatda bir material kimi öyrənilməsinin perspektivli istiqamətlərindən biri qeyri-xətti optik üsullardır. Anizotrop mühitlərdə şüalanmanın tezlik çevrilməsi prosesinin tədqiqinə və onun parametrlərinin maddənin xüsusiyyətləri ilə əlaqəsinə olan maraq onunla əsaslanır ki, çevrilmiş şüalanma verilmiş maddənin xassələri haqqında məlumatı özündə daşıyır.

Maddəyə lazer şüalanmasının resonanslı təsir ilə bağlı məsələlərin həlli üçün müxtəlif spektral diapazonlarda tezliyə görə çevrilən koherent şüalanma mənbələrinin olması vacibdir [1].

Spektrin orta İQ diapazonunda CO_2 lazerin şüalanmasının effektiv generasiyası koherent şüalanmanın çevrilməsini həyata keçirməyə imkan verir. Orta İQ diapazonda CO_2 lazerlərin tezliyinin ikiqat artması üçün ikinci harmonika generasiyası halında işıq dalğalarının daha effektiv vektor qarşılıqlı təsiri baş verən $\bar{4}2m$ simmetriyanın nöqtəvi qrupunda qarışıq kristallar maraqlı ola bilər. Bu $A^{II}B^{VI}$ sinfinin heksaqonal kristallarındır [2-3]. $A^{II}B^{VI}$ kristallarından alınmış məmulatlar kvant elektronikasında, lazer spektroskopiyasında geniş istifadə olunur. Onlar CO_2 -lazerlərin pəncərələri kimi istifadə olunur. Məlumdur ki, $A^{II}B^{VI}$ kristallarının infraqırmızı şüalanmaya şəffaf olan sahəsində oksigen birləşmələrinin aşqarı udulma zolağına malikdir [11].

Kristalların texniki xassələrinin yaxşılaşması və defektlərin azaldılması onların istifadəsinə geniş imkan yaradır. Bu növ kristallardan hazırlanan xüsusi material olan xalkogenid şüşələri qeyri –xətti effektlərdən istifadə edən bərk cisimli lazerlərdə tətbiq olunur[5].

Bu tip kristalların üstünlüyünə CO_2 lazerin və onun ikinci harmonikasının generasiyası sahəsinin kristalın maksimal şəffalığın spektrilə örtülməsi, yüksək qeyri –xətti kvadratik qavrayıcılıq d_{36} və aşqarın tərkibinin $(1-x)$ seçilməsində 90° qeyri-kritik sinxronizmi yaratmaq imkanları aiddir [10].

Hazırki işdə təcrübə müsbət heksaqonal kristalında $A^{II}B^{VI}$ sinifi müxtəlif parametrlərin çevrilmə effektivliyinə təsirinin nəticələri əsasında sinxronizm bucağının eni hesablanmışdır [3].

Tezlik və fəza dispersiyası sinxronizmin spektral və bucaq enini təyin edirlər. Bütün növ kristallarda sinxronizmin və fəza sinxronizmi istiqamətinin bucaq eni təyininin metodikası polyar koordinat sistemində iki bucaqla θ və φ müəyyən edilir. φ bucağı fırlanma koordinat sistemi, $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 = 0$ fəza sinxronizmi şərtini həyata keçirən θ bucağı isə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların k_i ($i=1,2,3$) dalğa vektorlarının istiqamətini müəyyən edir. Bir oxlu kristallar üçün θ bucağı fəza sinxronizminin istiqamətini təyin edir. Tezliyin effektiv çevrilməsinin

müəyyən qədər azaldığı faza sinxronizmi istiqamətindən mümkün yayılması olaraq, sinxronizm bucağının eni kristalın vahid uzunluğunda hesablanır. Sinxronizm bucağının enini təyin edən üsulda bucaqlardan biri θ_s bucağı olur, onun sayəsində mümkün olan başlanğıc istiqamətdən dəyişməsi şüalanma dəstəsinin oxu yerləşən müstəvidə təyin olunur. Bir oxlu kristallarda φ bucağı altında sinxronizm qeyri –kritikdir və bucaq eni $2\Delta\theta$ kritik sinxronizm bucaq enindən daha böyükdür [8].

Biroxlu kristallarda qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların sındırma əmsalları üçün normal səthlər birinci tərtib tənliklə ifadə olunur. Bucağa görə qeyri –kritik sinxronizm, sinxronizm eninin kristalın uzunluğundan asılılığı ilə xarakterizə olunur. Bu en kritik sinxronizmdə olduğundan böyükdür.

Qeyd etmək lazımdır ki, sinxronizmin bucaq enlərinin lazer şüalanmasının səpilməsi və kristalın bucaqlar fərqi təyin edən müəyyən koordinat sistemində hesablanması vacibdir.

Kristalın ənənəvi hesablama sistemlərində təyin edilən sinxronizmin bucaq enləri bucağa nəzərən qeyri –kritik sinxronizmdə ümumilikdə daha yüksək qiymətlərinə malik olur və sinxronizm bucağının kiçik qiymətində kristalın oxu istiqamətində sinxronizm enini təyin etməyə imkan vermir. Qeyri –xətti kristallarda lazer şüalanmasının tezliyinin çevrilməsini şüalanmanın xüsusi polyarlaşma koordinat sistemində hesablamaq məqsədə uyğundur [4].

Biz $Zn_{1-x}Mg_xSe$ qarışıq tipli biroxlu kristalda CO_2 lazerin ikinci harmonikasında əsas dalğanın üç uzunluğunda sinxronizm bucaq eni hesablanmasına baxmışıq [3, 10]. $Zn_{1-x}Mg_xSe$ kristal üçün qarşılıqlı təsirin birinci tipi $ee \rightarrow o$ götürülüb. Məhlul-ərinti halından göyərilməmiş kristal üçün, sinxronizm bucaqları, onun bucağ və spektral enlərinin qiymətləri Selmeyer tənlikləri ilə hesablanaraq təcrübədə alınan qiymətlərlə uzlaşır [4].

Yeni $Zn_{1-x}Mg_xSe$ qarışıq tipli kristallar, otaq temperaturunda x qarışdırma nisbətindən seçimiylə qeyri-kritik faza sinxronizmin yaranmasına və faza sinxronizmi istiqamətində qrup sinxronizmin şərtlərinin dəyişməsi üçün imkan verir. CO_2 lazer şüalanmasının $\lambda=9,64$ mkm dalğa uzunluğunda x parametrin ölçüsü 0,48 bərabərdir [8]. Bu cür optik elementlərdə məcburi şüalanma mövcud olan lazer mühitinin fəal xassələri qeyri –xətti optik xassələri ilə uyğunlaşır, burada tezlik çevrilməsinin baş verməsi meydana çıxır [9].

Qarışıq tipli kristallar üçün dispersiya asılılığın hesablanması Selmeyer minimal kvadratlar tənliyi ilə aparılıb:

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C}.$$

Hesablamada cədvəl 1-də təcrübədə alınan sabitlərdən istifadə olunub.

Cədvəl 1. $Zn_{0,52}Mg_{0,48}Se$ kristalın adi və qeyri –adi dalğaların sındırma əmsalının qiymətlərinin müəyyən edilməsi üçün Sellmeyer münasibətində A , B , və C əmsallarının hesablanmış qiymətləri göstərilib [8].

	A	B	C
n_o	5,910	-1,303	-0,590
n_e	5,988	-1,308	-0,622

Bu işdə eksperimental məlumatlar əsasında [6] şüalanmanın orta İQ diapazonun λ dalğa uzunluğunda adi və qeyri-adi dalğalar üçün sinxronizm bucaqları hesablanmışdır. Təcrübədə maraq kəsb edən və realizə olunmuş dalğa uzunluqları araşdırılmışdır. Beləliklə, şüalanmanın İQ diapazonun $\lambda=5$ mkm, $\lambda=5.3$ mkm, $\lambda=6$ mkm, $\lambda=6.3$ mkm, $\lambda=9.5$ mkm, və $\lambda=9.64$ mkm və $\lambda=10.6$ mkm dalğa uzunluqları üçün sinxronizm bucağı və sındırma əmsalları təyin olunub. Nəticələr cədvəl 2-də göstərilib.

Cədvəl 2

x	λ , mkm	n_o^ω	$n_o^{2\omega}$	$n_e^{2\omega}$	n_e^ω	Sinxronizmin növu	Θ_s bucaq dərəcəsi
0,48	5,3	2,15262 7	2,19487 5	2,18779	2,16987	$ee \rightarrow o$	86,15711
0,48	6	2,15128 1	2,16498 6	2,182786	2,168459	$ee \rightarrow o$	63,44704[3]
0,48	6,3	2,15083 4	2,16336 1	2,181091	2,16799	$ee \rightarrow o$	58,88451
0,48	9,5	2,14836 3	2,15411 3	2,171426	2,165399	$ee \rightarrow o$	35,69899 [3]
0,48	9,6	2,14832 2	2,15395 8	2,171263	2,165356	$ee \rightarrow o$	35,28969
0,48	10,6	2,14797 7	2,15262 7	2,16987	2,164994	$ee \rightarrow o$	31,68418 [3]

Hesablamaların nəticəsi $Zn_{1-x}Mg_xSe$ qarışıq tipli biroxlı kristalda İHG-nın həyata keçirilməsi imkanını təsdiqləyir [2]. Alınmış nəticə kristal –çeviricinin qeyri –xətti optik xassələrinin kompleks təyini üçün istifadə oluna bilər. Bu da yüksək effektiv qeyri-xətti mühitlərin axtarışı üçün aktualdır.

ƏDƏBİYYAT

1. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика*, М.: Физматлит, 2004
2. Derkowska B., Essaidi Z., Sahraoui B., Marasek A., Firszt F., Kujawa M. Nonlinear optical properties of $Zn_{1-x}Mg_xSe$ and $Cd_{1-x}Mg_xSe$ crystals, *Optical materials*, 31 (2009) 518-522.
3. Rena J. Kasumova, SHG in IR Region in Mixed $Zn_{1-x}Mg_xSe$ crystals, *American Journal of Optics and Photonics*. Vol. 1, No. 4, 2013.
4. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. Некритичный по температуре синхронизм при ГВГ в кристалле КТР. *Квантовая электроника*, 25, 963, 1998
5. Коренева, Л.Г. *Нелинейная оптика молекулярных кристаллов*. – М. Наука, 1985.
6. Андреев Ю.М., Батулин И.С., Гейко П.П., Гусамов А.И. Удвоение частоты CO2 лазеров в новом нелинейном кристалле $AgGa_xIn_{1-x}Se_2$ *Квантовая электроника*, 29, 1999, №10, с.66-70.
8. N. Kovalenko $Zn_{1-x}Mg_xSe$: a promising material for non-linear optics, *J. of Nonlinear Optical Physics and Materials*, v.20, No 2, 2011, p. 123-127
9. Н. Бломберген. *Нелинейная оптика*, перевод с англ., под ред. С.А. Ахманова и Р.В. Хохлова. 1966.
10. B. Derkowska, B. Sahraoui, X. Nguyen Phu, G. Glowacki, and W. Bala. Study of linear optical properties and twophotons absorption in $Zn_{1-x}Mg_xSe$ thin layers. *Optical materials*, 15, Issue 3, (2000) 159-236.
11. Физика соединений $A^{II}B^{VI}$ /[авт.: Л.А. Бовина [и др.]; под ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкмана. - М. : Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986

**ABŞERON YARIMADASI ƏRAZİLƏRİNDƏ RADİOEKOLOJİ
TƏDQİQATLAR VƏ ONLARIN NƏTİCƏLƏRİ**

Q.Q Məmmədov, V.H. Bədəlov, C.Ə. Nağıyev

Fizika Problemləri Elmi Tədqiqat İnstitutu, Bakı Dövlət Universiteti

AMEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu

Uzun illərdən bəri neft və qazın çıxarılması, emalı və daşınması ilə bağlı Abşeron yarımadasının torpaqları tərkibində radioaktiv elementlər olan tullantılarla son dərəcə çirklənmişdir. İşdə Abşeron yarımadası torpaqlarında radioekoloji tədqiqatlar aparılmış, aşkar olunan α , β və γ radioaktiv şüalanma mənbələrinin tərkibi, enerjiləri, aktivlikləri, Ekspozisiya Dozasının Gücü (EDG) normadan artıq olan lokal ərazilərin coğrafi koordinatları təyin edilmişdir. 1930-1990-cı illərdə fəaliyyət göstərən Bakı-Suraxanı və Bakı-Ramanı yod emalı zavodlarının əraziləri daha çirкли olmuşdur. Hazırda bu ərazilərdə torpaqların neftdən və radioaktiv tullantılardan təmizlənməsi işləri aparılır.

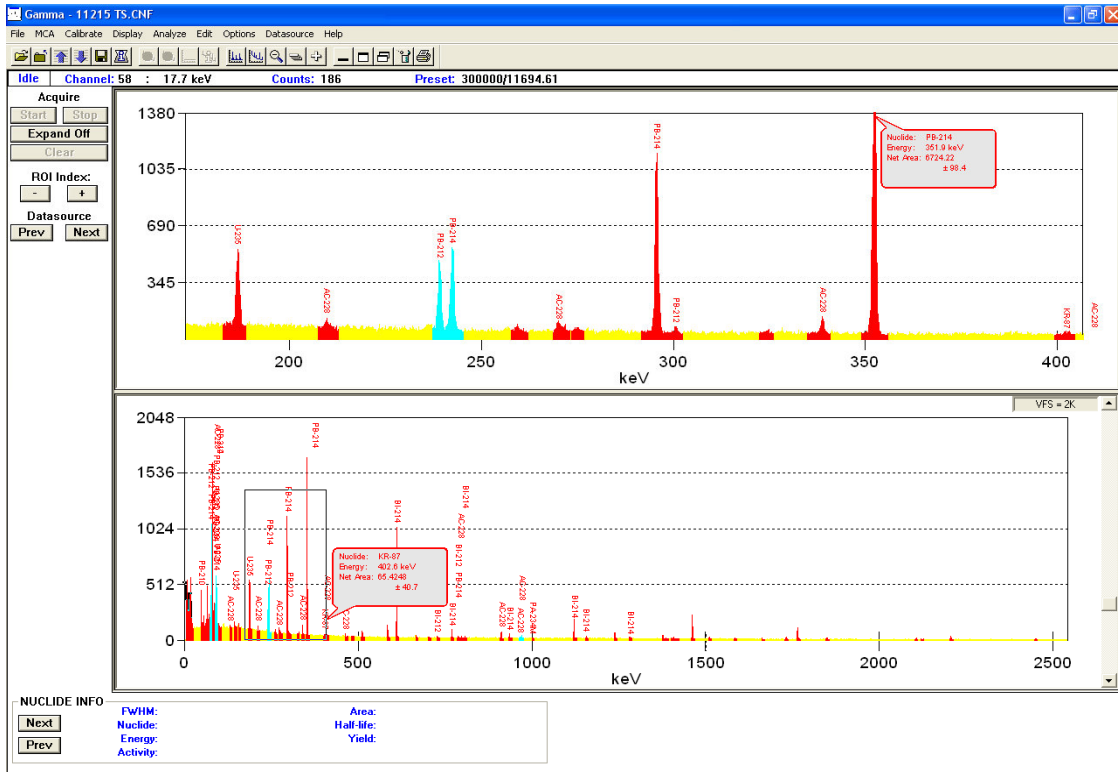
Planetimizdə radioaktiv atomlar Yer kürəsinin yaranması ilə eyni zamanda yaranmışlar, lakin onlar Yer kürəsində eyni sıxlıqla paylanmamışlar. Məsələn, Skandinaviya ölkələrində və o cümlədən Azərbaycan Respublikasının Abşeron yarımadasında, belə nüvələrin konsentrasiyası və yaratdıqları EDG bəzi lokal ərazilərdə normadan 100 dəfələrlə yüksəkdir. Radioaktiv atomlar (elementlər) əsasən Yerin Litosfera qatında (qalınlığı ~30 km) yerləşirlər və müxtəlif proseslər zamanı (neft və qaz quyularının qazılması, yeraltı palçıq vulkanlarının püskürmələri və s.) Yerin üst torpaq qatına çıxırlar və canlı orqanizmlər üçün zərərli şüalanma mərkəzlərinə çevrilirlər. Şüalanma dozası normadan artıq olduqda radioaktiv şüalar kənd təsərrüfatı bitkiləri üçün zərərli şüalanma mənbələri yaradırlar. Belə şüalar torpaqda qumusu məhv edir, mövcud olan molekulyar rabitələri pozur və s.

Abşeron yarımadasında uzun illərdən bəri neft və qaz çıxarılmış, çoxlu sayda neft-qaz emalı zavodları fəaliyyət göstərmişdir. Neft və qaz müxtəlif yollarla qonşu ölkələrə və Dünya bazarlarına çıxarılmışdır. Abşeron regionunun torpaqları tərkibində radioaktiv $^{235}_{92}U$, $^{238}_{92}U$, $^{232}_{90}Th$, $^{226}_{88}Ra$, $^{40}_{19}K$ izotopları olan neft və qaz tullantuları ilə çox çirklənmişdir. Ərazidə sıradan çıxmış və hazırda fəaliyyət göstərən, ətrafları neft gölməçələri ilə dolu olan minlərlə neft quyuları mövcuddur. Radioaktiv şüaların EDG-si normadan artıq olduqda (norma EDG=5-7 mkR/saat – dir.) və bu proses uzun müddət davam etdikdə çox zərərli təsirlər yaradırlar. Atom bombalarının partladılması, Atom elektrik stansiyalarında baş verən qəzalar zamanı yaranan radioaktiv şüalar çox böyük fəsadların – canlı orqanizmlərdə genetik dəyişikliklərin, onkoloji xəstəliklərin və s. yaranmasına səbəb olurlar. Həmçinin nəzərə almaq lazımdır ki, radioaktiv atomların yaşama müddətləri bir neçə dəqiqədən milyon illərəldir. Radioaktiv şüaların ətraf mühitə yayılmasının zərərli nəticələri olaraq Çernobıl və Yaponiya AES-lərində baş verən qəzalar zamanı yaranan prosesləri göstərmək olar. Onu da qeyd edək ki, ətraf mühitin radioekoloji çirklənməsi insanların yaşamaları üçün təbii ehtiyaclarının ödənilməsi zamanı görülən bir sıra antropogen proseslərin nəticəsində də baş verir.

Radioaktiv şüalardan təbabətdə, geologiyada, ekologiyada və s. sahələrdə çox geniş istifadə edirlər. Təbabətdə müxtəlif xəstəliklərin diaqnostikasında, fizoterapiyada, ağır xəstəliklərin müalicəsində radioaktiv şüalar analoqu olmayan vasitələrdəndir. Geologiyada bu şüalardan mineralların coğrafi koordinatlarının təyin olunmasında, onların tərkibinin və miqdarının müəyyən edilməsində, mineralların təmiz halda alınmasında məlumat daşıyıcı bir parametrikimi geniş istifadə olunurlar. Eyni zamanda yol verilən radiyasiya dozası gücü tərtibində bu şüalar Yer üzərində canlı orqanizmlər üçün normal həyat təminatı yaradırlar, hətta xüsusi şərait və şərtlər daxilində bu şüalardan ən ağır xəstəliklərin müalicəsində də istifadə edilir.

Azərbaycan Respublikası müstəqillik qazandıqdan sonra 1997-ci ildə Azərbaycan Respublikasının Prezidenti cənab İlham Heydər oğlu Əliyev tərəfindən radiasiya təhlükəsizliyinə dair fərman verildi və bu sahəyə dair dövlət qərarları qəbul olundu. Radioekologiya sahəsində ciddi elmi-tədqiqat işləri aparılmağa başlandı. Kanada Dövlətinin maliyyə dəstəyi əsasında (240 min ABŞ dolları) Bakı Dövlət Universitetinin və AMEA-nin Radiasiya Problemləri İnstitutunun əməkdaşları tərəfindən Beynəlxalq Qrant layihəsi (Kiyev şəhəri, 2009-2012-ci illər, №3998) çərçivəsində aparılan elmi-tədqiqat işləri göstərdi ki, Abşeron yarımadasının bəzi lokal ərazilərində radioaktiv şüaların EDG-si normadan 100 dəfələrlə yüksəkdir. Aparılan grant işində dozimetrik və spektrometrik tədqiqatların köməyi ilə Bakı şəhərindən başlayan 10 marşrut üzrə radiasiya dozasının gücünün və konsentrasiyasının coğrafi koordinatlardan asılılığı, radionüklid tərkibi, enerji spektri və s. kimi parametrləri tədqiq olunmuşdur [1-5].

Məlum olmuşdur ki, Bakı –Suraxanı, Bakı –Ramana, Bakı –Lökbatan marşrutlarında şüalanma dozasının gücü (EDG) daha yüksəkdir. Belə ki, bütün bu radioekoloji çirklənmələr neft və qazın çıxarılması, emalı və daşınması ilə bağlıdır.

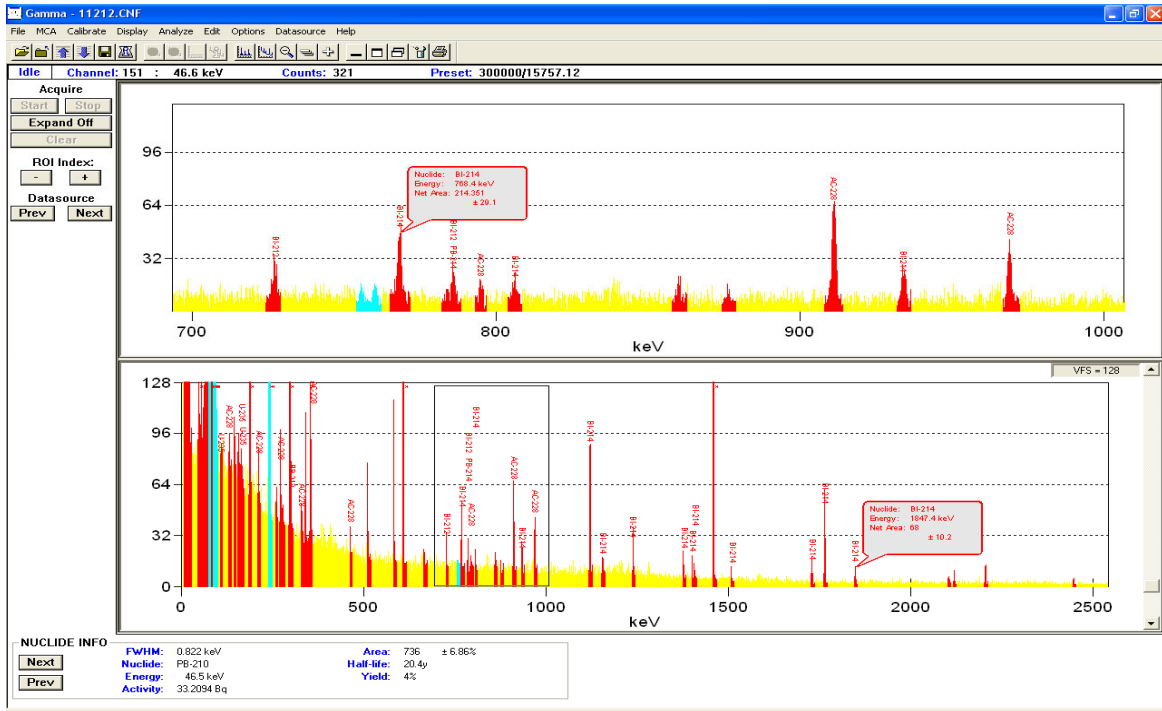


Şəkil 1. Keçmiş Bakı Yod Zavodunun Sabunçu rayonunda yerləşən istehsal sahəsində “Ramana 110” adlı ölçmə nöqtəsində təmizlənmə aparıldıqdan əvvəl səthdən götürülmüş torpaq nümunəsinin HPGe qamma spektrometerdə çəkilmiş enerji spektri

Aparılan ciddi radioekoloji tədqiqatların və nüfuzlu Beynəlxalq təşkilatların apardıqları ekspertiza rəylərinin nəticəsi olaraq, 2011-2012-ci illərdən başlayaraq Dünya Bankının maliyyə dəstəyi əsasında, Abşeron torpaqlarının neft tullantılarından və radioaktiv elementlərdən təmizlənməsi işlərinə başlanılmışdır. İlk növbədə, bura 1930-1990-cı illərdə fəaliyyət göstərən və ətraf əraziləri neft və radioaktiv maddələrlə güclü surətdə çirkləndirmiş Bakı –Suraxanı və Bakı –Ramana yod zavodlarının ərazilərinin təmizlənməsi işlərinə başlanmasını göstərmək olar. Tədqiqatlar sübut etmişdir ki, ümumi istehsal sahəsi 32,5 ha olan bu zavodların ərazilərində γ şüalanmasının doza gücü 15–600 $mkR/saat$ intervalında dəyişir. Bu zavodlarda neftin

çıxırılması ilə bağlı olan lay sularından kristallik Yod almaq üçün istifadə olunan kömür tullantılarında effektiv aktivlik $300-13000 \text{ Bk/kg}$ arasında dəyişir və kömür tullantılarının həcmi isə çox böyükdür (təxminən 32000 m^3 tərtibindədir). Belə ərazilərdə küləksiz günlərdə radonun qazının ($^{222}_{86}\text{Rn}$) havada həcmi aktivliyinin 110 Bk/m^3 olduğu müşahidə edilmişdir. (norma isə $\leq 60 \text{ Bk/m}^3$ -dir).

Dünya ekspertlərinin hesablamalarına görə ionlaşdırıcı şüalarla bağlı olan onkoloji xəstələrin sayı 2000-ci ildə 10 milyon nəfər olmuşsa, 2020-ci ildə belə xəstələrin sayı 20 milyona çatacaqdır. Respublika mətbuatında verilən məlumatlara görə Abşeron yarımadasında onkoloji xəstələrin sayı Azərbaycanın digər regionlarına nisbətən daha çoxdur. Bunları nəzərə alaraq, respublikamızda onkoloji xəstələrin diaqnostikası və müalicəsi üçün Bakı şəhərində Milli Onkologiya Mərkəzi yaradılmışdır. Fizika elminin və texnologiyanın inkişafına əsaslanaraq son illər Beynəlxalq klinkalarda və Respublikamızda ionlaşdırıcı şüalardan onkoloji xəstələrin müalicəsində daha geniş istifadə olunur. Təcrübələr göstərir ki, bu üsullarla müalicələr xəstəliyin ilkin dövrlərində aparıldıqda daha effektiv və səmərəli olur.



Şəkil 2. Keçmiş Bakı Yod Zavodunun Sabunçu rayonunda yerləşən istehsal sahəsində “Ramana 110” adlı ölçmə nöqtəsində təmizlənmə aparıldıqdan sonra səthdən götürülmüş torpaq nümunəsinin HPGe qamma spektrometerdə çəkilmiş enerji spektri

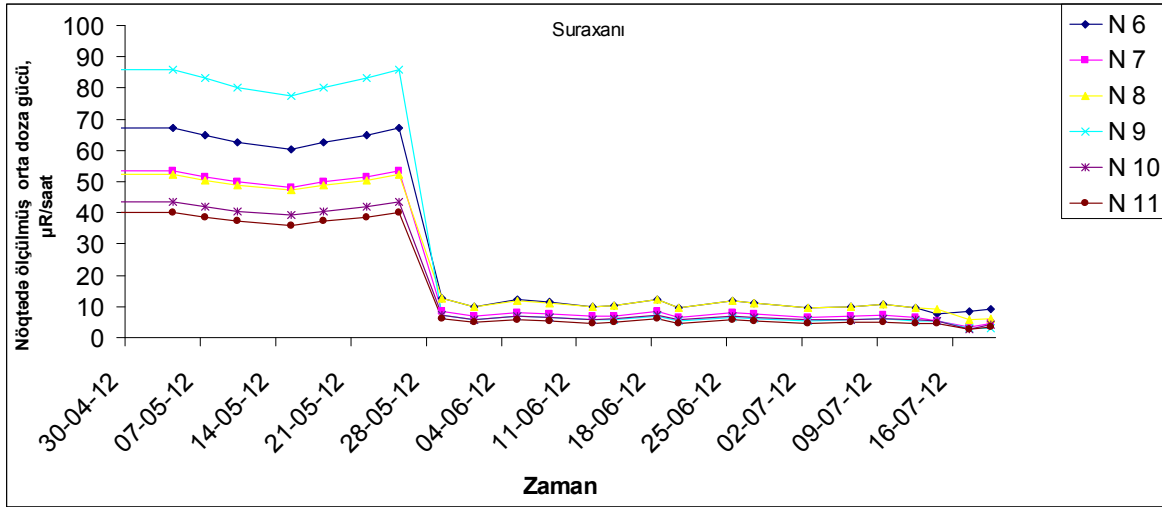
Qeyd etmək lazımdır ki, respublikamızda onkoloji xəstəlikləri yaradan səbəblərin aradan qaldırılması sahəsində də çox işlər görülür. Bu məqsədlə hazırda Sabunçu və Ramana regionlarının torpaqlarının neft tullantılarından təmizlənməsi, radioaktiv elementlərin toplanması və onların təhlükəsiz yerlərdə basdırılması (FHN-nin İzotop Xüsusi Müəssəsinin quyularında) prosesləri gedir. Bu ərazilərin əvvəlki vəziyyətinə qaytarılması sahəsində olduqca böyük işlər görülmüşdür və şübhəsiz ki, bu işlər davam etdiriləcəkdir.

Keçmiş Bakı Yod Zavodunun Sabunçu və Suraxanı rayonlarında yerləşən istehsal sahələrinin ərazisində aparılmış ölçmə nöqtələrinin koordinatları cədvəl 1-də, monitorinqin nəticələri şəkil 3-də verilmişdir.

Cədvəl 1. Suraxanı yod zavodu ərazisində radioekoloji nəzarət nöqtələri və onların coğrafi koordinatları

Nöqtənin adı	N6	N7	N8	N9	N10	N11
Coğrafi koordinatlar	$N40^{\circ}24'37.6''$ $E50^{\circ}01'01.4''$	$N40^{\circ}26'12.2''$ $E50^{\circ}02'44.3''$	$N40^{\circ}26'11.5''$ $E50^{\circ}02'43.6''$	$N40^{\circ}26'12.6''$ $E50^{\circ}02'41.3''$	$N40^{\circ}26'11.5''$ $E50^{\circ}02'43.6''$	$N40^{\circ}26'14.9''$ $E50^{\circ}02'43.0''$

N6-N11 nöqtələrində radioekoloji təmizlənmədən əvvəl aparılan ölçmələrin təmizlənmədən sonrakı ölçmələrə nisbətən EDG-nin qiyməti 6-8 dəfəyə yaxın azalmış və norma həddinə yaxınlaşmışdır. Bu o deməkdir ki, həmin nöqtələri əhatə edən əraziləri ekoloji baxımdan normal hesab etmək olar.



Şəkil 3 . Kömürlə örtülmüş sahənin perimetri boyunca ölçülmüş nöqtələrdə orta doza gücünün zamandan asılılığı

ƏDƏBİYYAT

1. G.G.Mamedov, M.A.Ramazanov, J.A.Naghiyev, A.A.Mehdiyeva, M.M.Bakirova, T.T.Vandergraaf, *Investigation into Natural and Anthropogenic Radionuclide Contamination on the Absheron Peninsula Azerbaijan - 10208*, WM2010 Conference, USA, Phoenix, Arizona, March 7-11, 2010, 10 p.
2. T.T.Vandergraaf, G.G.Mamedov, M.A.Ramazanov, J.A.Naghiyev, A.A.Mehdiyeva, N.A.Huseynov, *Determination of the radionuclide contamination on the Absheron peninsula in Azerbaijan*, Proceedings of the 14th International Conference on Environmental Remediation and Radioactive Waste Management ICEM2011, France, Reims, September 25-29, 2011, 9 p.
3. Q.Q.Məmmədov, M.Ə.Ramazanov, V.H.Bədəlov, C.Ə.Nağiyev. *Abşeron yarımadası ərazisinin torpaqlarında radioekoloji tədqiqatlar*, AMEA, Xəbərlər, fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, Fizika və Astronomiya, cild XXXII, №5, ss 114-119, 2012.
4. Q.Q.Məmmədov, M.Ə.Ramazanov, V.H.Bədəlov, C.Ə.Nağiyev, *Abşeron yarımadasının radioaktiv çirklənmiş torpaqlarında radioekoloji tədqiqatlar*, Journal of Qafqaz University, N 34, 2012, ss. 27-36.
5. T.T.Vandergraaf, G.G.Mamedov, M.A.Ramazanov, J.A.Naghiyev, A.A.Mehdiyeva, V.H.Badalov, *Distribution of Radioactive Materials in the Absheron Peninsula, Azerbaijan -13567*, WM2013 Conference, USA, Phoenix Arizona, February 24-28, 2013, 13 p.

**ДОСТАТОЧНЫЕ УСЛОВИЯ ОПТИМАЛЬНОСТИ
ВЫСОКОГО ПОРЯДКА**

М.А. Садыгов

Бакинский Государственный Университет

misreddin08@rambler.ru

В работе используя классы $\varphi - (\alpha, \beta, \nu, \delta)$ локально липшицевых функций в точке, в конечномерном пространстве получены достаточные условия экстремума высокого порядка при наличии ограничений. Используя равномерно по направлениям нижней производной относительно конуса в банаховом пространстве также получены достаточные условия экстремума высокого порядка при наличии ограничений.

В [1, 2] получены достаточные условия экстремума высокого порядка при наличии ограничений. Данное сообщение является продолжением работы [1, 2] автора.

1. Сильно $\varphi - (\alpha, \beta, \nu, \delta)$ локально липшицевая функция. Равномерная по направлению производная

Пусть X - банахово пространство, $C \subset X$, $f : X \rightarrow R$, $\varphi : X \rightarrow R$, $\alpha > 0$, $\nu > 0$, $\beta \geq \alpha\nu$, $\delta > 0$ и $\omega : R_+ \rightarrow R_+$, где $\omega(0) = 0$, $R_+ = [0, +\infty)$. Положим $d(x, y) = \|x - y\|$, $B = \{x \in X : \|x\| \leq 1\}$.

Функцию f назовем сильно $\varphi - (\alpha, \beta, \nu, \delta)$ локально липшицевой с постоянной L в точке x_0 , если существует функция $\omega : R_+ \rightarrow R_+$, где $\lim_{t \downarrow 0} \frac{\omega(t)}{t} = 0$, такая, что f удовлетворяет условию:

$$|f(x_0 + x + y) - f(x_0 + x) - \varphi(x + y) + \varphi(x)| \leq L\|y\|^\nu (\|x\|^{\beta-\alpha\nu} + \|y\|^{\frac{\beta-\alpha\nu}{\alpha}}) + \omega(\|x\|^\beta)$$

при $x, y \in X$, $\|x\| \leq \delta$, $\|y\| \leq \delta$. Если $\varphi = 0$, то f назовем сильно $(\alpha, \beta, \nu, \delta)$ локально липшицевой с постоянной L в точке x_0 (см.[3]).

Если существует функция $\omega : R_+ \rightarrow R_+$, где $\lim_{t \downarrow 0} \frac{\omega(t)}{t} = 0$, такая, что f удовлетворяет условию $|f(x_0 + x + y) - f(x_0 + x)| \leq L\|y\|^\nu + \omega(\|x\|^\nu)$ при $x, y \in X$, $\|x\| \leq \delta$, $\|y\| \leq \delta$, то f назовем сильно $(1, \nu, \nu, \delta)$ локально липшицевой или сильно $\varphi - (1, \nu, \nu, \delta)$ локально липшицевой (и в таком обозначении, разумеется, что $\varphi(t) = 0$) с постоянной L в точке x_0 .

Отметим, что можно положить $\varphi(0) = 0$.

Множество $K \subset X$ называется конусом, если $\lambda x \in K$ при всех $x \in K$, $\lambda \geq 0$. Пусть $K \subset X$ выпуклый конус, $f : \{x_0 + K\} \rightarrow R$ и $\varphi : K \rightarrow R$, где $\varphi(0) = 0$.

Функцию f назовем сильно $\varphi - (\alpha, \beta, \nu, \delta)$ локально липшицевой относительно конуса K с постоянной L в точке x_0 , если существует функция $\omega : R_+ \rightarrow R_+$, где

$\lim_{t \downarrow 0} \frac{\omega(t)}{t} = 0$ такая, что f удовлетворяет условию

$$|f(x_0 + x + y) - f(x_0 + x) - \varphi(x + y) + \varphi(x)| \leq L\|y\|^\nu (\|x\|^{\beta-\alpha\nu} + \|y\|^{\frac{\beta-\alpha\nu}{\alpha}}) + \omega(\|x\|^\beta)$$

при $x, y \in K$, $\|x\| \leq \delta$, $\|y\| \leq \delta$. Если $\varphi(x) \equiv 0$, то функцию f назовем сильно $(\alpha, \beta, \nu, \delta)$ -локально липшицевой относительно конуса K с постоянной L в точке x_0 .

Пусть $K \subset X$ конус. Если $f : \{x_0 + K\} \rightarrow R$ и $\varphi : K \rightarrow R$, где $\varphi(0) = 0$, то положим

$$f_{\varphi}^{(\beta)^-}(x_0; x) = \lim_{t \downarrow 0} \frac{1}{t^{\beta}} (f(x_0 + tx) - f(x_0) - \varphi(tx)) = \sup_{\delta > 0} \inf_{0 < t \leq \delta} \frac{1}{t^{\beta}} (f(x_0 + tx) - f(x_0) - \varphi(tx))$$

при $x \in K$.

Будем говорить, что нижняя производная $f_{\varphi}^{(\beta)^-}(x_0; x)$ существует равномерно по направлениям относительно конуса $K \subset X$, если функция $x \rightarrow f_{\varphi}^{(\beta)^-}(x_0; x)$ конечна при $x \in K$ и для любого $\varepsilon > 0$ существует число $\delta > 0$ такое, что $\inf_{0 < t \leq \delta} \frac{1}{t^{\beta}} (f(x_0 + tx) - f(x_0) - \varphi(tx)) > f_{\varphi}^{(\beta)^-}(x_0; x) - \varepsilon$ при $x \in K, \|x\| = 1$.

Из формулы Тейлора вытекает, что если $f^{(n)}(x_0)$ в смысле Фреше существует и $\varphi(x) = f'(x_0)x + \dots + \frac{1}{(n-1)!} f^{(n-1)}(x_0)(x, \dots, x)$, то $f_{\varphi}^{(n)^-}(x_0; x) = \frac{1}{n!} f^{(n)}(x_0)(x, \dots, x)$ — равномерно по направлениям нижней производной относительно X .

Положим (см. [2])

$$f^{(k)}(x_0; x) = \lim_{t \downarrow 0} \frac{1}{t^k} (f(x_0 + tx) - f(x_0) - tf'(x_0; x) - \dots - t^{k-1} f^{(k-1)}(x_0; x))$$

при $k = 1, 2, \dots$, где запись $f^{(k)}(x_0; x)$ означает, что $f^{(k)}(x_0; x)$ существует и конечна.

Функцию f назовем n -го порядка равномерно дифференцируемой по направлениям в точке x_0 , если $f'(x_0; x), \dots, f^{(n-1)}(x_0; x), f^{(n)}(x_0; x)$ существуют, конечна для любого $x \in X$ и для любого $\varepsilon > 0$ найдется такое число $t_0 > 0$, что

$$\left| \frac{1}{t^n} (f(x_0 + tx) - f(x_0) - tf'(x_0; x) - \dots - t^{n-1} f^{(n-1)}(x_0; x) - t^n f^{(n)}(x_0; x)) \right| < \varepsilon$$

при $t \in (0, t_0]$ и $x \in X, \|x\| = 1$.

Легко проверяется, что если f n -го порядка равномерно дифференцируемая по направлениям в точке x_0 функция, то $f_{\varphi}^{(n)^-}(x_0; x)$ существует равномерно по направлениям относительно X , где $\varphi(x) = f'(x_0; x) + \dots + f^{(n-1)}(x_0; x)$.

Пусть $C \subset X, d_C(x) = \inf \{d(x, y) : y \in C\}$. Если $x_0 \in C$, то положим

$$d_C^{(1)^-}(x_0; x) = \lim_{t \downarrow 0} \frac{1}{t} d_C(x_0 + tx), \quad T(x_0; C) = \{x \in X : d_C^{(1)^-}(x_0; x) = 0\},$$

$$K(x_0) = \text{con}(C - x_0) = \{\lambda(x - x_0) : x \in C, \lambda > 0\}.$$

2. О достаточных условиях экстремума в конечномерном пространстве при наличии ограничений

Пусть $C \subset R^s, x_0 \in C, f : R^s \rightarrow R$ и $\varphi_i : R^s \rightarrow R$, где $i \in I = \{1, 2, \dots, n\}, \varphi_i(0) = 0$.

Теорема 1. Пусть $C \subset R^s, x_0 \in C$, функция f удовлетворяет сильно $\varphi_i - (1, \beta_i, \nu_i, \delta)$ локально липшицеву условию с постоянной L_i в точке x_0 , существует число $\alpha > 0$ такое, что $\varphi_i(x) \geq 0, i \in I$, при $x \in (C - x_0) \cap \alpha B$ и $\bigcup_{i=1}^n \{x \in T(x_0; C) : f_{\varphi_i}^{(\beta_i)^-}(x_0; x) > 0\} = T(x_0; C) \setminus \{0\}$. Тогда $x_0 \in C$ является точкой строгого локального минимума функции f на множестве C .

Положим $C_{\delta} = C \cap (x_0 + \delta B)$, где $\delta > 0$ и $K_{\delta}(x_0) = \text{con}(C_{\delta} - x_0)$, где $x_0 \in C$. Через $clK_{\delta}(x_0)$ обозначим замыкание множества $K_{\delta}(x_0)$.

Теорема 2. Пусть $K_i \subset cIK_\delta(x_0)$ замкнутые выпуклые конусы при $i \in I$ и $cIK_\delta(x_0) = \bigcup_{i=1}^n K_i$, $\varphi_i : K_i \rightarrow R$ функции, где $\varphi_i(0) = 0$, $i \in I$, функция f удовлетворяет сильно $\varphi_i - (1, \beta_i, \nu_i, \delta)$ локально липшицеву условию с постоянной L_i в точке x_0 относительно конуса K_i , существует число $\alpha > 0$ такое, что $\varphi_i(x) \geq 0$, $i \in I$, при $x \in K_i \cap \alpha B$ и $f_{\varphi_i}^{\{\beta_i\}^-}(x_0; x) > 0$ при $x \in K_i$, $x \neq 0$. Тогда $x_0 \in C$ является точкой строгого локального минимума функции f на множестве C .

Положим $f^{(n)}(x_0; x) = \lim_{t \downarrow 0} \frac{1}{t^n} (f(x_0 + tx) - f(x_0) - tf'(x_0; x) - \dots - t^{n-1} f^{(n-1)}(x_0; x))$, $\varphi_i(x) = f'(x_0; x) + \dots + f^{(i-1)}(x_0; x)$, где запись $f^{(n)}(x_0; x)$ означает, что $f^{(n)}(x_0; x)$ существует и конечна.

Теорема 3. Пусть существуют конечная положительно однородная степени $i - \nu_i$ функция $\psi_i : R^s \rightarrow R$, ($i = 2, \dots, n$, $0 < \nu_i \leq i$) и $o(t) : R_+ \rightarrow R_+$, где $\frac{o(t)}{t} \rightarrow 0$ при $t \downarrow 0$, $o(0) = 0$, числа $\delta > 0$ и $L_j > 0$, $j = 1, \dots, n$, такие, что

$$|f(x_0 + x + y) - f(x_0 + x)| \leq L_1 \|y\| + o(\|x\|),$$

$$|f(x_0 + x + y) - f(x_0 + x) - \varphi_i(x + y) + \varphi_i(x)| \leq L_i \|y\|^{\nu_i} (\psi_i(x) + \|y\|^{i-\nu_i}) + o(\|x\|^i)$$

при $x, y \in R^s$, $\|x\| \leq \delta$, $\|y\| \leq \delta$, $2 \leq i \leq n$ и пусть $M_m = \{x \in M_{m-1} : f^{(m-1)}(x_0; x) \leq 0\}$, где $m = 2, \dots, n$, $M_1 = T(x_0; C)$ и $f^{(n)}(x_0; x) > 0$ при $x \in M_n$, $\|x\| = 1$ и существует число $\alpha > 0$ такое, что $\varphi_i(x) \geq 0$, $i = 2, \dots, n$, при $x \in (C - x_0) \cap \alpha B$. Тогда $x_0 \in C$ является точкой строгого локального минимума функции f на C .

Пусть $\varphi : R^s \rightarrow R$, где $\varphi(x) = 0$. Положим

$$f^{\{1\}^-}(x_0; x) = \lim_{t \downarrow 0} \frac{f(x_0 + tx) - f(x_0)}{t}, \quad f_\varphi^{\{2\}^-}(x_0; x) = \lim_{t \downarrow 0} \frac{f(x_0 + tx) - \varphi(tx) - f(x_0)}{t^2},$$

$$M_1 = \{x \in T(x_0; C) : f^{\{1\}^-}(x_0; x) > 0\}, \quad M_2 = \{x \in T(x_0; C) : f^{\{1\}^-}(x_0; x) \leq 0\}.$$

Теорема 4. Пусть существует конечная положительно однородная степени $2 - \nu$ функция $\psi : R^s \rightarrow R$, ($0 < \nu \leq 2$) и $o(t) : R_+ \rightarrow R_+$, где $\frac{o(t)}{t} \rightarrow 0$ при $t \downarrow 0$, $o(0) = 0$, числа $\delta > 0$, $L_1 > 0$ и $L_2 > 0$ такие, что

$$|f(x_0 + x + y) - f(x_0 + x)| \leq L_1 \|y\| + o(\|x\|)$$

при $x \in M_1$, $\|x\| \leq \delta$, $y \in X$, $\|y\| \leq \delta$, $x_0 + x + y \in C$,

$$|f(x_0 + x + y) - f(x_0 + x) - \varphi(x + y) + \varphi(x)| \leq L_2 \|y\|^\nu (\psi(x) + \|y\|^{2-\nu}) + o(\|x\|^2)$$

при $x \in M_2$, $\|x\| \leq \delta$, $y \in R^s$, $\|y\| \leq \delta$, $x_0 + x + y \in C$. Кроме того, $f_\varphi^{\{2\}^-}(x_0; x) > 0$ при $x \in M_2$, $\|x\| = 1$ и существует число $\alpha > 0$ такое, что $\varphi(x) \geq 0$ при $x \in (C - x_0) \cap \alpha B$. Тогда $x_0 \in C$ - точка строгого локального минимума функции f на C .

Рассмотрим минимизации функции $f_0(x)$ на множестве $G = \{x \in C : f_i(x) \leq 0, i \in I\}$, где $I = \{1, \dots, k\}$, $f_i : R^s \rightarrow R$ при $i = 0, 1, \dots, k$.

Положим $I(x_0) = \{i \in I : f_i(x_0) = 0\} \cup \{0\}$ и $I_0 \subset I(x_0)$.

Теорема 5. Пусть $C \subset R^s$, $x_0 \in G$, функция f_0 удовлетворяет сильно $\varphi_0 - (1, \beta_0, \nu_0, \delta)$ локально липшицеву условию с постоянной L_0 в точке x_0 , где $\varphi_0(0) = 0$, функция f_i , $i \in I_0$, удовлетворяют сильно $\varphi_i - (1, \beta_i, \nu_i, \delta)$ и $(1, \bar{\beta}_i, \bar{\nu}_i, \delta)$ -локально липшицевым условиям с постоянной L_i в точке x_0 , где $\varphi_i(0) = 0$, $\beta_i > \bar{\beta}_i > 0$ при $i \in I_0 \subset I(x_0)$, существует число $\alpha > 0$ такое, что $\varphi_0(x) \geq 0$ при $x \in (G - x_0) \cap \alpha B$ (или при $x \in (C - x_0) \cap \alpha B$), $\varphi_i(x)$ положительно однородная степени $\bar{\beta}_i$ функция при $i \in I_0$ и $f_{0\varphi_0}^{\{\beta_0\}^-}(x_0; z) > 0$ при $z \in \{x \in T(x_0; C) : \varphi_i(x) \leq 0, i \in I_0\}$, $z \neq 0$. Тогда x_0 -точка строгого локального минимума функции f_0 на G .

Следствие 1. Пусть $f(x) = \max\{f_0(x) - f_0(x_0), f_1(x), \dots, f_k(x)\}$, $x_0 \in G$, функции f_j , $j = 0, 1, \dots, k$, удовлетворяют сильно $(1, \beta_i, \nu_i, \delta)$ локально липшицеву условию с постоянной L_i в точке x_0 , где $i = 1, \dots, n$ и $\bigcup_{i=1}^n \{x \in T(x_0; C) : f_i^{\{\beta_i\}^-}(x_0; x) > 0\} = T(x_0; C) \setminus \{0\}$. Тогда x_0 является точкой строгого локального минимума функции f_0 на G .

Рассмотрим минимизации функции $f_0(x)$ на множестве $P = \{x \in C : f_j(x) \leq 0, j = 1, 2, \dots, k, F(x) = 0\}$, где $f_j : R^s \rightarrow R$, $j \in I = \{0, 1, \dots, k\}$, $F : R^s \rightarrow Y$, Y банахово пространство, $y^* \in Y^*$. Положим $I(x_0) = \{i \in \{1, 2, \dots, k\} : f_i(x_0) = 0\} \cup \{0\}$, $\lambda = (\lambda_0, \lambda_1, \dots, \lambda_k)$ и

$$L(x, \lambda, y^*) = \lambda_0 f_0(x) + \sum_{j=1}^k \lambda_j f_j(x) + \langle y^*, F(x) \rangle.$$

Теорема 6. Пусть $C \subset R^s$, $x_0 \in P$, функция f_i и F удовлетворяют сильно $\varphi_i - (1, \beta, \nu, \delta)$, $(1, \bar{\beta}_i, \bar{\nu}_i, \delta)$ и $S - (1, \beta, \nu, \delta)$, $(1, \bar{\beta}_{k+1}, \bar{\nu}_{k+1}, \delta)$ локально липшицевым условиям с постоянными L_i и L_{k+1} в точке x_0 соответственно, где $\varphi_i(0) = 0, i \in I$, $S(0) = 0$, $\beta > \bar{\beta}_i > 0$, $i = 0, 1, \dots, k, k + 1$, существуют $\lambda_0 \geq 0, \lambda_1 \geq 0, \dots, \lambda_k \geq 0, y^* \in Y^*$, где $\lambda_i f_i(x_0) = 0$ при $i = 1, \dots, k$, и число $\alpha > 0$ такое, что $\varphi(x) = \lambda_0 \varphi_0(x) + \sum_{i=1}^k \lambda_i \varphi_i(x) + \langle y^*, S(x) \rangle \geq 0$ при $x \in (C - x_0) \cap \alpha B$, $\varphi_i(x)$, $i \in I(x_0)$, и $S(x)$ положительно однородные степени $\bar{\beta}_i$ и $\bar{\beta}_{k+1}$ функции и отображение соответственно, $L_{\varphi}^{\{\beta\}^-}(x_0, \lambda, y^*; \nu) > 0$ при $\nu \in T_P(x_0) = \{x \in T(x_0; C) : \varphi_i(x) \leq 0, i \in I(x_0), S(x) = 0\}$, $\nu \neq 0$. Тогда f_0 достигает в x_0 строгого локального минимума на множестве P .

Отметим, что если C выпукло, $\varphi_i(x)$, $i \in I(x_0)$, и $S(x)$ непрерывны, $J(x_0) = \{i \in J : f_i(x_0) = 0\}$, где $J = \{1, \dots, k\}$, то теорема 6 остается верной, если заменить $T_P(x_0)$ на множество $\{x \in T(x_0; C) : \varphi_i(x) \leq 0, \lambda_i \varphi_i(x) = 0 \text{ при } i \in J(x_0), S(x) = 0\}$.

Следствие 2. Пусть $C \subset R^s$, $x_0 \in P$, функция f_i и F удовлетворяют сильно $\varphi_i - (1, \beta, \nu, \delta)$ и $S - (1, \beta, \nu, \delta)$ локально липшицевым условиям с постоянными L_i и L_{k+1} в точке x_0 соответственно, где $\varphi_i(0) = 0$, $i \in I$, $S(0) = 0$, существуют $\lambda_0 \geq 0, \lambda_1 \geq 0, \dots, \lambda_k \geq 0, y^* \in Y^*$, где $\lambda_i f_i(x_0) = 0$ при $i = 1, \dots, k$, и число $\alpha > 0$ такое, что

$\varphi(x) = \lambda_0 \varphi_0(x) + \sum_{i=1}^k \lambda_i \varphi_i(x) + \langle y^*, S(x) \rangle \geq 0$ при $x \in (P - x_0) \cap \alpha B$ (или при $x \in (C - x_0) \cap \alpha B$) и $L_{\varphi}^{\{\beta\}^-}(x_0, \lambda, y^*; x) > 0$ при $x \in T(x_0; P)$, $x \neq 0$. Тогда x_0 является точкой строгого локального минимума функции f_0 на множестве P .

Следствие 3. Пусть $x_0 \in P$, существуют $\lambda_1 \geq 0, \dots, \lambda_k \geq 0, y^* \in Y^*$, где $\lambda_j f_j(x_0) = 0, j = 1, \dots, k$, такие, что в точке x_0 при $f(x) = L(x, \lambda_1, \dots, \lambda_k, y^*) = f_0(x) + \sum_{j=1}^k \lambda_j f_j(x) + \langle y^*, F(x) \rangle$ выполняется условие теоремы 1. Тогда x_0 является точкой строгого локального минимума функции f_0 на множестве.

Положим $\lambda = (\lambda_0, \lambda_1, \dots, \lambda_k)$, $I = \{0, 1, 2, \dots, k\}$, $I_1 = \{0, 1, \dots, k, k+1\}$,

$$L(x, \lambda, y^*) = \sum_{j=0}^k \lambda_j f_j(x) + \langle y^*, F(x) \rangle, \quad \varphi_{(\lambda, y^*)}(x) = \sum_{j=0}^k \lambda_j \varphi_j(x) + \langle y^*, S(x) \rangle,$$

$$E(m) = \{(\lambda, y^*) \in R^{k+1} \times Y^* : \sum_{i=0}^k \lambda_i = 1, \lambda_i \geq 0, i \in I, \|y^*\| \leq m, \varphi_{(\lambda, y^*)}(x) \geq 0 \text{ при } x \in (C - x_0) \cap \alpha B\}.$$

Теорема 7. Пусть $C \subset R^s$, $x_0 \in P$, функция f_i и F удовлетворяют сильно $\varphi_i - (1, \beta, \nu, \delta)$, $(1, \bar{\beta}_i, \bar{\nu}_i, \delta)$ и $S - (1, \beta, \nu, \delta)$, $(1, \bar{\beta}_{k+1}, \bar{\nu}_{k+1}, \delta)$ локально липшицевым условиям с постоянными L_i и L_{k+1} в точке x_0 соответственно, где $\varphi_i(0) = 0, i \in I$, $S(0) = 0, \beta > \bar{\beta}_i > 0$ при $i \in I_1, f_i(x_0) = 0$ при $i = 1, \dots, k$ и существуют числа $\alpha > 0$ и $m > 0$ такие, что $E(m) \neq \emptyset$, $\varphi_i(x), i \in I$, и $S(x)$ положительно однородные степени $\bar{\beta}_i$ и $\bar{\beta}_{k+1}$ функции и отображение соответственно, $\sup_{(\lambda, y^*) \in E(m)} L_{\varphi_{(\lambda, y^*)}}^{\{\beta\}^-}(x_0, \lambda, y^*; x) > 0$ при $x \in T_P(x_0) = \{x \in T(x_0; C) : \varphi_i(x) \leq 0, i \in I, S(x) = 0\}$, $x \neq 0$. Тогда x_0 является точкой строгого локального минимума функции f_0 на P .

Аналог следствия 2 верен для теорем 5 и 7.

Отметим, что теорема 7 остается верной, если заменить условие $\sup_{(\lambda, y^*) \in E(m)} L_{\varphi_{(\lambda, y^*)}}^{\{\beta\}^-}(x_0, \lambda, y^*; x) > 0$ при $x \in T_P(x_0), x \neq 0$ условием $f^{\{\beta\}^-}(x_0; x) > 0$ при $x \in T_P(x_0), x \neq 0$, где $f(x) = \sup_{(\lambda, y^*) \in E(m)} L(x, \lambda, y^*)$ и $\varphi_{(\lambda, y^*)}(x) = 0$ при $x \in \alpha B, (\lambda, y^*) \in E(m)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sadygow M.A. //Transactions of NAS of Azerbaijan, 2006, № 6, с. 56-65
2. Садыгов М.А. Исследование субдифференциала первого и второго порядков негладких функций. Баку, Элм, 2007, 224 с.
3. Садыгов М.А. //ДАН, 2013, том 452, №5, с. 490-493

**BİR İNTEQRO-DİFERENSİAL TƏNLİKLƏR SİSTEMİNİN
ASİMPOTİK HƏLLİ HAQQINDA**

T.H. Hüseynov, A.T. Hüseynova, Ş.Ş. Rəcəbov
Bakı Dövlət Universiteti

Təklif olunan işdə kiçik parametrlı diferensial tənliklərə inteqral hədlərin əlavə edilməsi həllin özünü aparmasını keyfiyyət dəyişməsinə gətirir, yəni dayanıqlıq şərtini nəzərə almadan bir sinqulyar həyəcanlanmış inteqro –diferensial tənliklər sistemi tədqiq edilib.

İşdə

$$z(t, \mu) = z_0 \quad (1)$$

başlanğıc şərt daxilində aşağıdakı

$$\mu \frac{dz(t, \mu)}{dt} = -A(t)z(t, \mu) + \int_0^T K(t, s)z(s, \mu)ds + B(t) \quad (2)$$

tənliklər sistemi araşdırılıb.

Burada $0 \leq t \leq T$, $0 \leq s \leq T$, $A(t)$ və $K(t, s)$ $n \times n$ -ölçülü matrislər, $B(t)$ n -ölçülü vektordur. Fərz edək ki onlar kifayət qədər hamardır, $0 < \mu$ -kiçik parametrdir, $K(t, s) \not\equiv 0$ və $A(t)$ matrisinin $\lambda_i(t)$ karakteristik ədədləri

$$\operatorname{Re} \lambda_i(t) > 0, \quad i = 1..n, \quad t \in [0, T] \quad (3)$$

şərtini ödəyirlər.

Baxmayaraq ki, inteqral hədlər iştirak etmədikdə (yəni $K(t, s) \equiv 0$ olduqda) (2)-(1) məsələsinin həlli (3) şərti daxilində və $\mu \rightarrow 0$, ümumiyyətlə göstərilmişdir ki, $K(t, s) \equiv 0$ olduqda (2)-(1), (3) məsələsinin həlli var, məhduddur və onun limiti

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} z(t, \mu) = \bar{z}(t) \\ -A(t)\bar{z}(t) + \int_0^T K(t, s)\bar{z}(s)ds + \bar{B}(t) = 0$$

inteqral tənliklər sisteminin həllidir.

Qeyd edək ki, alınan nəticələr geniş praktiki əhəmiyyətə malikdir və elmin bir çox sahələrində, məsələn, avtomatik nizamlaşma nəzəriyyəsinə, qeyri-xətti rəqslər nəzəriyyəsinə, kvant mexanikasına, qaz dinamikasına, kinetika və s. kimi sahələrdə öz tətbiqini tapa bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. А.Б. Васильева, В. Ф. Бутузов, “Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений”. Москва, 1973, 272 стр.
2. А. Т. Гусейнова “Об асимптотике решений некоторых интегро – дифференциальных уравнений” Автореферат кандидатской диссертации ИМ и М НАНА, 2005.
3. А.Б. Васильева, М. Г. Дмитриев “Сингулярные возмущения в задачах оптимального управления” Итоги Науки и Техники, Математический Анализ, Т. 20, ст.3-78, 1982
4. Гусейнов Т. Г. “Об асимптотике и некоторые ее особенности решения задачи оптимальногоуправления для сингулярно возмущенной системы интегро – дифференциальных уравнений”. Автореферат канд. диссертации, АГУ, БАКУ 1981

5. Красовский С. Г. “Критерий асимптотической устойчивости по линейному диагональному приближению сингулярных дифференциальных систем” ДУ, №8, стр.1035-1040, 2006
6. Н. Н. Нефедов, А. Г. Никитин, Т. А. Уразгильдина “Задача Коши для сингулярно возмущенного интегро – дифференциального уравнения Вольтерра”. ЖВМ и МФ.Т. 46 №5, ст. 805-812, 2006
7. Н. Н. Нефедов, А. Г. Никитин “Задача Коши для сингулярно возмущенного интегродифференциального уравнения Фредгольма”. ЖВМ и МФ.Т. 47, №4, ст. 655-664, 2007

О ПРЕДСТАВИМОСТИ ИНТЕГРАЛОВ ТИПА КОШИ ПО СВОИМ ГРАНИЧНЫМ ЗНАЧЕНИЯМ НА ПОЛУПЛОСКОСТИ

Т.Т. Алиаскеров, Р.А. Алиев

Пусть функция $f(t)$ интегрируема на действительной оси R . Аналитические функции

$$F^{\pm}(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_R \frac{f(t)}{t-z} dt, \quad z \in G^{\pm},$$

где $G^+ = \{z \in C : \text{Im } z > 0\}$, $G^- = \{z \in C : \text{Im } z < 0\}$, называются интегралами типа Коши функции $f \in L_1(R)$.

Аналитические функции F^{\pm} имеют конечные некасательные граничные значения почти для всех точек оси R (см. напр. [1]). Но граничные значения $F^{\pm}(t)$, $t \in R$ вообще говоря, не принадлежат даже классу функций $L_1^{(loc)}(R)$.

В работе используя понятие A –интегрирование доказывается, что интеграл типа Коши интегрируемых по Лебегу на действительной оси R функций на верхней и нижней полуплоскости является A –интегралами Коши. Отметим, что аналогичные результаты для ограниченных областей с Ляпуновских границах получено П.Л. Ульяновым [2], а с регулярных границах Т. С. Салимовым [3].

Определение. Измеримая на действительной оси R комплекснозначная функция $g(t)$ называется A - интегрируемой на R , если выполняется условие

$$\lambda m\{t \in [a, b] : |g(t)| > \lambda\} = o(1), \quad \lambda \rightarrow +\infty$$

и существует предел

$$\lim_{\lambda \rightarrow +\infty} \int_{\{t \in R : |g(t)| \leq \lambda\}} g(t) dt.$$

Этот предел называется A - интегралом от функции $g(t)$ по R и обозначается через

$$(A) \int_R g(t) dt.$$

Теорема. Пусть $f \in L_1(R)$ и

$$F^{\pm}(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_R \frac{f(t)}{t-z} dt, \quad z \in G^{\pm}$$

интеграл типа Коши функции $f(t)$ соответственно на верхней и нижней полуплоскости. Тогда для любого $z \in G^{\pm}$ справедливо равенство

$$F^{\pm}(z) = \frac{1}{2\pi i} (A) \int_R \frac{F^{\pm}(t)}{t-z} dt,$$

где $F^{\pm}(t)$ – некасательные предельные значения функции $F^{\pm}(z)$ при $z \rightarrow t \in R$.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Кусис, *Введение в теорию пространств H^p* , М. Мир, 1984.
2. П.Л. Ульянов, *Об интегралах типа Коши*, Тр. МИАН СССР, 60 (1961), 262–281.
3. Т. С. Салимов, *A –интеграл и граничные значения аналитических функций*, Матем. сб., 136(178):1(5) (1988), 24–40.

ОБ ОДНОМ РЕШЕНИИ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩЕГО ГАЗЛИФТНЫЙ ПРОЦЕСС МЕТОДОМ ГАЛЕРКИНА

Г.М. Аббасов

*Бакинский Государственный Университет
Институт Прикладной Математики*

Уравнение газлифтного процесса в матричном виде записывается в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} = A \frac{\partial u}{\partial t} + Bu, \quad (1)$$

где

$$A = \begin{vmatrix} 0 & -\frac{c^2}{F} \\ F & 0 \end{vmatrix}, \quad B = \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ F & -2a \end{vmatrix}.$$

(1) перепишем в операторном виде

$$Lu \equiv \frac{\partial u}{\partial t} - A \frac{\partial u}{\partial x} - Bu = 0. \quad (2)$$

Согласно предположению, некая двумерная задача описывается линейным дифференциальным уравнением

$$L(u) = 0 \quad (3)$$

в области $D(x, t)$ при граничных условиях

$$S(u) = 0. \quad (4)$$

В методе Галеркина предполагается, что неизвестное решения (1) может быть достаточно точно представлено приближенным решением U_a

$$U_a = U_0(x, y) + \sum_{j=1}^N a_j \varphi_j(x, t), \quad (5)$$

где φ_j -известные аналитические функции, U_0 -введено, чтобы удовлетворять граничным условиям, а a_j -коэффициенты, подлежащие определению.

Постановка выражения (5) в уравнение (2) приводит к отличной от нуля невязке R , выражаемой в виде

$$R(a_0, a_1, \dots, a_j, x, y) = L(U_0) + \sum_{j=1}^N a_j L(\varphi_j). \quad (6)$$

Удобно дать следующее определение внутреннему произведению

$$(f, g) = \int_D f, g \, dx \, dt. \quad (7)$$

При обращении к методу Галеркина неизвестные коэффициенты a_j , входящие в (5) должны определяться из решений следующей системы уравнений

$$(R, \varphi_k) = 0, \quad k = 1, 2, \dots, N. \quad (8)$$

(8) понимается в смысле (7). Здесь R невязка данного уравнения, а φ_k - те же самые аналитические функции, которые фигурируют в (5).

Уравнения (8) могут быть заменены матричным уравнением, относительного коэффициентов a_j , а именно

$$\sum_{j=1}^N a_j (L(\varphi_j), \varphi_k) = -(L(U_0), \varphi_k) \quad (9)$$

Постановка a_j , определяемых путем решения уравнения (9) в формуле (5) дает искомое приближение.

Точность быстро возрастает с увеличением числа N . В дальнейшем для определения погрешности решений (5) будем использовать следующие нормы. Погрешность в норме L_2 определяется формулой

1. $\|U - U_a\| = [(U - U_a)^2 dx]^{\frac{1}{2}}$
2. $\|U - U_a\|_{2d} = [(U - U_a)^2 dx]^{\frac{1}{2}}$.

СТАЦИОНАРНАЯ ЗАДАЧА О ВЛИЯНИИ НЕПРОНИЦАЕМОГО ВКЛЮЧЕНИЯ НА ПРИТОК НЕФТИ К СКВАЖИНЕ

В.Ю. Бабанлы, А.М. Алиев

БГУ, Институт Прикладной Математики,

aahmad07@rambler.ru

Обычно при эксплуатации нефтяных месторождений с подошвенной водой, безводный период не велик. Для увеличения этого периода применяют различные методы.

Одним из эффективных мероприятий по борьбе с притоком подошвенной воды является закачка цементных растворов в сочетании с гидравлическим разрывом с целью создания непроницаемого экрана у нижних дыр перфорации скважины, препятствующей проникновению воды к скважине.

Рассмотрим влияние непроницаемого экрана на производительность скважины, при установившемся движении однородной жидкости в однородно-анизотропном пласте при заданном забойном давлении скважины. Математическая постановка задачи следующая: надо найти решение уравнение

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{\chi^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z_1^2} = 0$$

при следующих граничных условиях:

$$\Phi(r, z) = \Phi_c \text{ при } r = r_c, \quad h_1 \leq z \leq h \quad \Phi(r, z) = \Phi_k, \text{ при } r = R_k, \quad 0 \leq z \leq h,$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \text{ при } z_1 = 0 \text{ и } h, \quad r_c \leq r \leq R_k,$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \text{ при } z_1 = h_1, \quad r_c \leq r \leq R_0, \quad \text{где} \quad \Phi = \frac{k_r}{\mu} (p + \rho g z),$$

где k_r и k_z - есть горизонтальная и вертикальная коэффициенты пласта соответственно, μ - коэффициент динамической вязкости нефти, p - текущее давление в пласте, ρ - плотность нефти, h - толщина пласта, h_1 - расстояние от подошвы до экрана, R_0 - радиус экрана, r_c - радиус скважины, R_k - радиус контура пласта.

Заменой $\chi z = z$ данное уравнение обращается в уравнение Лапласа.

Область течения делится на две зоны с радиусом R_0 $r_c \leq r \leq R_0$ и $R_0 \leq r \leq R_k$

На общей границе областей соблюдаются условия:

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \quad \text{при } r = R_0, \quad h_1 \leq z \leq h,$$

$$\Phi_1 = \Phi_2 \quad \text{при } r = R_0, \quad h_1 \leq z \leq h,$$

$$\Phi_2(R_0, z) = \Phi_0 + \sum_{i=1}^n a_i \cos \frac{2i-1}{2h_1} \pi z \quad 0 \leq z \leq h_1,$$

$$\Phi_0 = \frac{1}{h-h_1} \int_{h_1}^h \Phi_2(R_0, z) dz.$$

Во второй зоне, при $R_0 \leq r \leq R_k$, потенциал скорости $\Phi_2(r, z)$ определяется из решения уравнения Лапласа для функции Φ_2 методом Г.А. Гринберга. Здесь находим собственную функцию в виде:

$$Q_j(z) = \sqrt{\frac{2}{h}} \cos \mu_j z$$

где $\mu_j = \frac{j\pi}{h}$, $j = 1, 2, \dots$ собственные числа.

Умножив уравнения Лапласа для функции $\Phi_2(r, z)$ на Q_j , потом интегрировав от 0 до h и обозначив:

$$\Phi_j(r) = \int_0^h \Phi_2(r, z) Q_j(z) dz$$

получаем уравнение Бесселя:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Phi_j}{dr} \right) - \mu_j^2 \Phi_j = 0$$

решение, которого имеет вид:

$$\Phi_j(\mu_j, r) = A_0 I_0(\mu_j, r) + B_0 K_0(\mu_j, r),$$

где $I_0(\mu_j, r)$ и $K_0(\mu_j, r)$ есть функции Бесселя нулевого порядка соответственно первого и второго рода мнимого аргумента. Коэффициенты A_0 и B_0 определяются из граничных условий. В результате из полученного решения при $r = R_0$ получаем:

$$\Phi_j(\mu_j, R_0) = \sqrt{\frac{2}{h}} \int_0^h \left[\Phi_0 + \sum_{i=1}^n a_i \cos \frac{2i-1}{2h_1} \pi z \right] \cos \mu_j z dz +$$

$$+ \sqrt{\frac{2}{h}} \int_{h_1}^h \Phi_0 \cos \mu_j z dz$$

Сохранив три члена ряда входящий в эту формулу после некоторых преобразований находим для второй зоны распределения потенциала в виде:

$$\Phi_2(r, z) = \Phi_k - \frac{\Phi_k - \Phi_0 - \frac{2h_1}{\pi h} \left(a_1 - \frac{a_2}{3} + \frac{a_3}{5} \right)}{\ln \frac{R_0}{R_k}} \ln \frac{r}{R_k} +$$

$$+ \frac{4h_1}{\pi} \sum \frac{u_0(\mu_j, r)}{u_k(\mu_j, R_0)} \left(\frac{a_1}{h^2 - 4h_1^2 j^2} - \frac{3a_2}{9h^2 - 4h_1^2 j^2} + \frac{5a_3}{25h^2 - 4h_1^2 j^2} \right) \times \cos \mu_j h_1 \cos \mu_j h,$$

где постоянные a_1 , a_2 и a_3 определяются из интегральных соотношений:

$$\int_0^{h_1} \frac{\partial \Phi_2(r, z)}{\partial r} dz = 0 \quad \text{при } r = R_0, \quad i = 1, 2, 3$$

Распределения потенциала скорости для первой зоны из течение нефти к совершенной скважине в виде:

$$\Phi_1(r) = \Phi_0 + \frac{\Phi_0 - \Phi_c}{\ln \frac{R_0}{r_c}} \ln \frac{r}{r_c}.$$

Неизвестная функция Φ_0 определяется из условия на границе зон. В итоге для производительности скважины получаем следующее выражение:

$$Q = 2\pi(h - h_1) \frac{\Phi_k - \Phi_c}{\ln \frac{R_0}{r_c} - \frac{1}{AR_0}}$$

ЭВОЛЮЦИЯ СУММЫ БЕСКОНЕЧНО МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Г.Т. Аразов, Т.Г. Алиева

Бакинский Государственный Университет

НИИ Прикладной Математики

arazov_h@yahoo.com

В данной работе показано, что при анализе хаотических динамических процессов существенный рол играет точность определения погрешностей времени. Используя результатов измерений и наблюдений разных авторов, в разные времена, разными методами в различных динамических системах изучена эволюция суммы бесконечно малых возмущений, порядка погрешностей, при определении гравитационной постоянной. Установлено, что хаосы в динамических системах могут вести себя как суммы линейных и нелинейных динамических процессов.

Ключевые слова: динамические системы, хаосы, время, точности координат.

Во всех физических, математических и динамических системах происходящие явления взаимосвязаны со процессами действующими как в окружающем пространстве так и между элементами рассматриваемой системы. Давая практические приложения

новой модели предсказываем ожидаемое поведение каждого элемента в будущем и раскрываем эффективность предлагаемого метода.

При определении долготы на широте экватора ошибке в отсчете времени на ± 1 час соответствует $\pm 1592,75$ км, ± 1 минуты искажение расстояния на $\pm 27,6$ км; ошибке в ± 1 секунды искажение на ± 460 м, и ошибке в $\pm 0,001$ секунды на ± 27 м.

В средних широтах ошибке в определении времени на $\pm 0,001$ секунд соответствует погрешность в определении расстояния, равная ± 25 м. Откуда следует, что точность в измерении времени играет существенный рол в предопределении границ место рождения разных хаотических динамических явлений.

Некоторые динамические процессы, наблюдаемые в природе [1]-[12], могут быть представлены системой дифференциальных уравнений.

$$\frac{d^2x}{dt^2} = F\left(\frac{dx}{dt}, g(x)\right) + h(t)$$

где $x \in [x_i, x_{i+1}]$, $t \in [t_i, t_{i+1}]$, $(i > 1, 2, \dots, n)$: $F\left(\frac{dx}{dt}, g(x)\right)$ – сумма воздействий, которые до-

пускают математическое моделирование, т. е. позволяют получать решения задачи в замкнутом виде; наконец $h(t)$ – сумма бесконечно малых возмущений, которые могут быть причиной многочисленных неуловимых, скрытых нелинейных хаотических динамических процессов. К примеру, таковыми являются саморегулирующиеся – самоорганизующиеся вихревые формирования и движения атмосферных явлений Земли, землетрясения, оползни, извержения вулканов и т.д. А самыми сложными среди них являются неуловимые, скрытые хаотические процессы, которые происходят в мозгу живых существ и обеспечивают им устойчивые (или неустойчивые) образы жизни. При определенных условиях они зарождаются, развиваются и в конце концов со временем умирают за счет диссипации энергии. Такие процессы, наблюдаемые в природе, определяются: точностью вовлеченных характерных параметров; точностью вовлеченных ограничений пограничных значений; точностью метода аппроксимации.

В данной работе эволюция этих величин изучены для гравитационной постоянной G . При этом использованы результаты известных наблюдений и теоретических вычислений, приведенных в работах [1–12].

Изменения со временем гравитационной постоянной является естественным, так как орбиты всех тел используемые при определении G , варьируются непрерывно. Такие изменения, со временем, наблюдаются как внутри Солнечной системы, так и за ее пределами. Следовательно, можем допускать, что $G = G_0 + \Delta G$. Тогда известные

уравнения движения $\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{GMx}{r^3}$ можем переписать в виде

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{GMx}{r^3} - \frac{\Delta G}{G} \frac{GMx}{r^3} = \frac{GMx}{r^3} - \frac{\dot{G}}{G} \frac{GMx}{r^3} \Delta t. \quad (1)$$

Откуда следует, что

$$\frac{\dot{G}}{G} = \left(1 + \frac{r^3}{GMx} \frac{d^2x}{dt^2}\right) \frac{1}{\Delta t}. \quad (2)$$

Таблица. 1.

Значения $(\dot{G}/G)_i$ ($i=1, 2, \dots, 7$) полученные разными авторами, в разные времена, в разных динамических системах

i	$(\dot{G}/G)_i \cdot 10^{12}$	Источник
1	2 ± 4	R.W. Hellings, et. al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1609
2	$(1.0 \pm 2.3)10^1$	T. Damour, et. al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1152
3	0.1 ± 10.4	J. Muller, et. al., Astrophys. J. 382 (1991) L 101
4; 5	$4 \pm 5; -9 \pm 18$	V.M. Kaspi, et. al. Astrophys. J. 428 (1994) 713
6	1 ± 8	J.G. Williams, et, al., Phys. D 53 (1996) 6730
7	0.6 ± 2.0	S.E. Thorsett, Phys. Rev. Lett., 77 (1996) 14 321435

В таблице 1 приведены результаты для \dot{G}/G , определенные разными авторами в разных динамических системах, в различные времена. Эволюция бесконечно малых неуловимых, скрытых величин представлены на рисунке 1. Заметим, что в первой строке таблицы 1 приведенный результат получен из радарных Марсианских измерений; во второй строке на основании наблюдений двойных пульсаров; в третьей строке Лазерных наблюдения Луны; в четверной строке данных *PSR B 1933+16*; в пятой строке наблюдений *PSR B 1855+09*; в шестой строке из анализа данных Лазерных измерений Луны; в седьмой строке из анализа данных измерений масс нейтронных звезд.

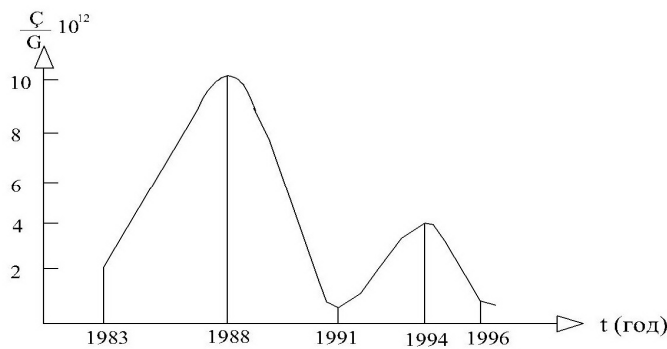


Рис. 1. Изображения суммы бесконечно малых возмущений, порядка погрешностей, в оценках $(\dot{G}/G)_i$, $i=1, 2, \dots, 7$ в зависимости от времени.

В рисунке 1 показаны эволюции бесконечно малых возмущений, порядка погрешностей, при определении $(\dot{G}/G)_i$, ($i=1, 2, \dots, 7$) оценок приведенных в таблице 1. Они свидетельствуют, что динамика изменения $(\dot{G}/G)_i$, $i=1, 2, \dots, 7$ ограничена в границах $-9 \cdot 10^{-12} \leq \varepsilon \leq 10^{-13}$. ε соответствует к малому параметру ε в теории устойчивости, вариаций оценок пределов т.е. границ изменения параметров динамических систем в смысле А.М. Ляпунова. Для выявления нелинейных неустойчивых оценок необходимо более точные наблюдения, которые охватывают длительные промежутки времени.

В данной работе показано, что при анализе хаотических динамических процессов существенный рол играет точность определения погрешностей времени. Используя результатов измерений и наблюдений разных авторов, в разные времена, разными методами в различных динамических системах изучена эволюция суммы бесконечно малых возмущений, порядка погрешностей, при определении гравитационной постоянной. Установлено, что хаосы в динамических системах могут вести себя как суммы линейных и нелинейных динамических устойчивых или неустойчивых в смысле А.М. Ляпунова, процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Завельский Ф.С., Время и его измерения, «Наука», Москва, 1977, 287.
2. Кери С.У., В поисках закономерностей развития Земли и Вселенной, «Мир» Москва, 1991, 447 с.
3. Демин В.Г., Движение искусственного спутника в нецентральной поле тяготения, «Недра», Москва, 1968, 288 с.
4. Аразов Г.Т., Ганиева С.А., Новрузов А.Г., Эволюция внешней формы и внутренней структуры Земли, «Элм», Баку, 2006, 194 с.
5. Аразов Г.Т., // Анализ суммы неуправляемых бесконечно малых возмущений в динамических системах, Вестник Бакинского Университета, 2, 2013, с.72 –76.
6. Luca Cloti, Lecture Notes on Stellar Dynamics, Appunti, Scuola Normale Superiore Pisa, 2000, 161 p.
7. Багданов С.В., // Время, Вестник РАН, т. 81, п. 5. 2011, 436 – 447 с.
8. Oded Regev, Chaos and Complexite in Astrophysics. Cambrige University Press, 2012, 455 p.
9. Abraham Loeb and Steven R. Furlanetto, The First Galaxies in the Universe, Princeton University Press, Princeton and Oxford, 2013, 540 p.
10. Howard B. Sandvik // Constants of Nature, The tenth Marsell Grossmann meeting Brazil, 20-26 Jule. 2003, 2006, V. 3, p. 258-277.
11. Ray Brown and Vivek Jain // A new approach to Chaos. Dynamics of Continuous, Discrete an Impulseve Systems ser. A. Mathematical Analysis, 16, 2009, p. 863 – 890.
12. Kening Lu and Qiodoung Wang // Chaos in differential oquatio driven by a nonautonomons forse, Nonlinearity 23, 2010, p. 2935- 2975.

RW AUR: IS THERE LONG-PERIOD VARIABILITY WITH TIME SCALE MEASURED IN MONTHS?

J.S. Aliyev

Shamakhy Astrophysical Observatory, NAS of Azerbaijan, AZ5618, Shamakhy
jascience@yahoo.com)

AAVSO database for RW Aur is analysed using the program – package DaImAn [1, 2]. The spectral study of the data covering 1989 – 1995 yrs show that there are cyclic variability with periods of 30, 60, 90, 120 days.

1. Short history of the RW Aur

In 1891, Mr. Knott wrote that the magnitude of T Tauri varies from 9.4 to 14, but it is not a regular variability [3]. In 1942, 1945 and 1949 Alfred Joy presented a new class of variable stars called T Tau now [4 - 6]. As Joy pointed out the distinctive features of T Tauri stars are as follows:

- An irregular changing of the luminosity by 3 magnitude;
- They belong to the spectral classes F5 - G5 and have emission lines as the solar chromosphere;
- They have low luminosity;
- They surrounded by bright or dark nebulae.

RW Aur, UY Aur, R CrA, S CrA, T Tauri and other stars have been included in a new class of variable stars. It is now believed that T Tauri stars are young objects (YSO), which come in the Main Sequence. They are also called stars are born.

T Tauri stars with respect to the spectrum are divided into three parts [7]:

1) Weak T Tauri Stars (WTTS) - spectral class later than K0 and $EW < 10 \text{ \AA}$ (EW - equivalent width of the line of H_{α});

2) Classical T Tauri Stars (CTTS) - spectral class later than K0 and $EW \geq 10 \text{ \AA}$;

3) Early type T Tauri Stars (ETTS) - spectral class of K0 or earlier.

T Tauri stars variability, also mainly divided into three types.

The first type variability is a periodic variability and one is directly related to the rotation. The first type variability is very clearly seen in WTTS, and sometimes in CTTS and ETTS. This kind of variability period covers the interval 0.5-18 days and sometimes irregular combustion activity is observed. The maximal value of changing of the amplitude in V is $\Delta m = 0.8$. When the stars are weakening their color becomes redder, in the colors of B and U occur random jumps with the growth of flare activity. The light curve shape changes with time, but the periodicity is maintained for several months, and sometimes years.

Second type variability is irregular changes with time intervals measured in hours. This variability is mainly observed in CTTS, and rarely WTTS and ETC. Typical variation of the amplitude is less than one, while the observed value of $\Delta m = 2.6$. Over the stars diminish their color blush, but it is very different from the first type variability. In the colors of B and U there are random jumps with the amplitudes reaching $\Delta m = 3.8$. These types of changes associated with accretion.

The third type variability is irregular changes of unknown origin, measured in days and weeks. The ETTS with spectral class K1-A0 show such a variability.

One of the characteristics of T Tauri stars is the presence of ultraviolet and infrared excess in their spectra. From the point of view of the spatial distribution of matter striking feature is the existence of disks and jets around the stars.

RW Aurigae is the wellknown member of CTTS. It is believed that RW Aur is a triple system. The star RW Aurigae A has an effective temperature $T_{eff} = 4995 \text{ K}$ and luminosity $L_e/L_{Sun} = 3.37$, and RW Aurigae B is a star of spectral type K6, has an effective temperature $T_{eff} = 4200 \text{ K}$. Other quantities have not been determined. Recently, the existence of a third star C has been called into question. Star B is very weak, and therefore the bulk of the emission of the system belongs to RW Aurigae A. Photometric observations show that the light curve of RW Aurigae changes over time. Herbst et al [7] using the photometric data for 30 years examined periodicity in the brightness and color RW Aur. Qahm, Petrov et al [8], using the same and new data have come to the conclusion that there is variability in the period range 2.6 - 2.9 days. They argue that the maximum of the power spectrum is at 2.77 days. In addition to the photometric variability in RW Aur was found also the spectral variability.

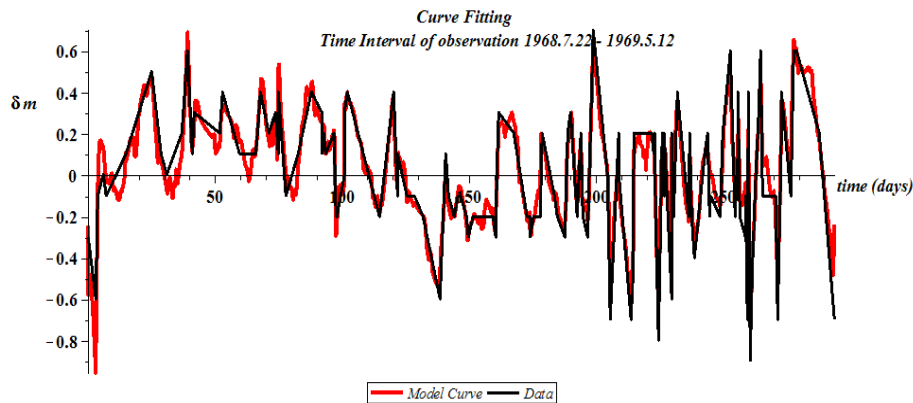
2. Statement of the problem and tools to analysis

In this note we seek to answer the question of whether long-period variability with time scale of months is on the RW Aur. For this purpose, we use the *AAVSO* data of the last 70 years. These data are not homogeneous and have the time gaps. It is known that the spectral analysis of data with unequal time steps still remains problematic and analysis of these data without examining gaps cannot lead to the correct results.

For this goal we use the program-package (module) *DaImAn* [2]. *DaImAn* contains subprograms as *DIPI*, *DATAN*, *PoS*, *AutoCor*. As *DIPI* imports data from the Internet, it can be used for spectral analysis. *DATAN* searches data set among all the data with the length greater equal than given l and the time step less equal than given δ . For example, search for a data set with a time step less equal than the 3-day and length of more equal than 20 points. *PoS* plots power spectrum and finds frequencies by nonlinear optimization, *CurveFit* fits the data to a curve and continues this procedure until a good match.

3. Outcome

First, using *DaImAn* it was found 6 segments with length 200-300 days covering 1989 - 1995 – yers., which can be considered as continuous. Further, by applying the spectral analysis one determined that the spectrum contains periods 30, 60, 90, 120 (days). To find what period is the fundamental harmonic requires further investigation.



REFERENCES

1. Aliyev J.S., Module DIPI, Actual Problems of Physics VII, BSU, 2012, 15.
2. Aliyev J.S., Program – package DAIMAN and Automation of the Data Processing, Modern Problems of Physics VI, BSU, 2012, 297.
3. Knott G., 1891, The Observatory, 14, 97.
4. Joy, A. H., 1942, PASP, 54, 15
5. Joy, A. H., 1945, ApJ, 102, 168
6. Joy, A. H., 1949, ApJ, 110, 424
7. Herbst W., Herbst D.K., Grossman E.J., 1994, AJ 108, 1906
8. Gahm G.F., Petrov P.P., Duemmler R., Gameiro J.F., Lago M.T.V.T., 1999, Astron. Astrophys., 352, L95

SOLAR ACTIVITY II. Spin-Orbit Interaction

J. S. Aliyev

Shamakhy Astrophysical Observatory, NAS of Azerbaijan, AZ5618, Shamakhy
jascience@yahoo.com

To simulate the solar activity we created a program –package called SA (Solar Activity). SA generates a motion of the Sun and planets about the solar system barycenter, calculates the speeds of planets, angular momenta and other physical parameters, and solves a system of equations that govern the spin –orbit interaction. Using SA, variation of the solar angular momentum in time is found, and it shows that its extremes and extremes of the curve of solar activity (wolf numbers) coincide.

As it is noted (Aliyev 2012), planetary hypothesis took three periods of development, from the simple assumption that Jupiter affects solar activity (Wolf 1859), more solar activity correlates to the movement of the sun around the center of mass of the solar system (José 1965), to the idea that there is an interaction between the solar spin and orbital angular momentum, which drives the solar activity (Aliyev 1998a, 1998b, 2001, Juckett 2000, 2003).

Observational evidences for planetary hypothesis. Many studies have been performed to determine the influence of planets on the solar activity.

Livingston & Duvall (1979) were the first to find that over the 1966 – 1978 years the solar photospheric rotation rate has increased by 3.7% near the equator. Howard & LaBonte (1980) and LaBonte & Howard (1982) discovered the “torsional oscillation”, i.e. a series of zones which drift from the pole to the equator in 22 years. The torsional oscillations change its direction of torsion from east to west and vice versa during 11 years.

On the importance to take into account of inclinations of the planetary orbits and the solar equator to the ecliptic was first pointed out by Blizard (1983), Javaraiah (1996, 2003), and the spin –orbit interaction by Aliyev (1998, 2001, 2012), Juckett (2000). Juckett (2000) noted that the Hale cycle, sunspot cycle, 17-yr neutral-line cycle, hemispheric asymmetry cycles, and solar differential rotation may all be driven or modulated by the spin-orbit interaction. Juckett (2003) by analyzing the spatial and temporal patterns of sunspot groups spanning 125 years comes to the conclusion that solar activity is modulated by the Sun’s motion around the solar system barycenter.

Javaraiah & Gokhale (1997), Javaraiah (1998, 2000) suggested that the 22 year and 11 year cycles in the differential rotation coefficient B might be dominant in the rotation perturbations and the variation in the equatorial rotation rate A is significant only in the odd numbered cycles.

The Gnevyshev – Ohl rule is usually used to predict the sunspot numbers of odd cycle using that of preceding even cycle. Nevertheless, this rule is sometime violated. Javaraiah (2005) draws attention to the fact that the Gnevyshev and Ohl rule is violated when the Sun makes retrograde orbital motion around the solar system mass center. Moreover, he shows that the solar equatorial rotation rate during the period 1879-2004 is correlated to the solar orbital torque, positively before 1945 and negatively after that time.

Using the mean shift in f-mode frequencies and assuming that this frequency shift is due to change in solar radius, it was established that the solar radius during the solar cycle changes (Delache et al. (1985), Wittmann et al. (1993), Fiala et al. (1994), Laclare et al. (1996), Noeel (1997), Antia et al. (2000)).

Wilson et al. (2008) using data of Jose (1965) and Javaraiah (2003) try to show that the solar equatorial rotation rate and orbital motion around the barycenter are correlated. On the view of this they point out that it indicate to the possible spin-orbit coupling between the Sun and Jupiter.

Antia et al. (2008) used the helioseismic data from GONG and MDI to study temporal variations in the solar rotational kinetic-energy and they found that at high latitudes ($> 45^\circ$) variation in the kinetic energy within the convection zone correlates with the solar activity, but in the equatorial latitudes ($< 45^\circ$) it anticorrelates except for the upper 10% of the solar radius where both are in phase.

The variation of the angular velocity of the Sun and solar activity. We have created a module SA (Solar Activity) that allows us to imagine the movement of the sun and planets around the center of mass, to calculate the physical parameters such as velocity, acceleration, angular moments and others, and to solve a system of equations of the spin-orbit coupling. In this note we limit ourselves to present only two results of the calculations, namely the variation of solar angular velocity in time and configuration of the major planets and the sun in 2169. As can be seen from Fig. 1, the solar cycle extremes (Wolf numbers) coincide in time with the extremes of the z-component of the solar angular velocity.

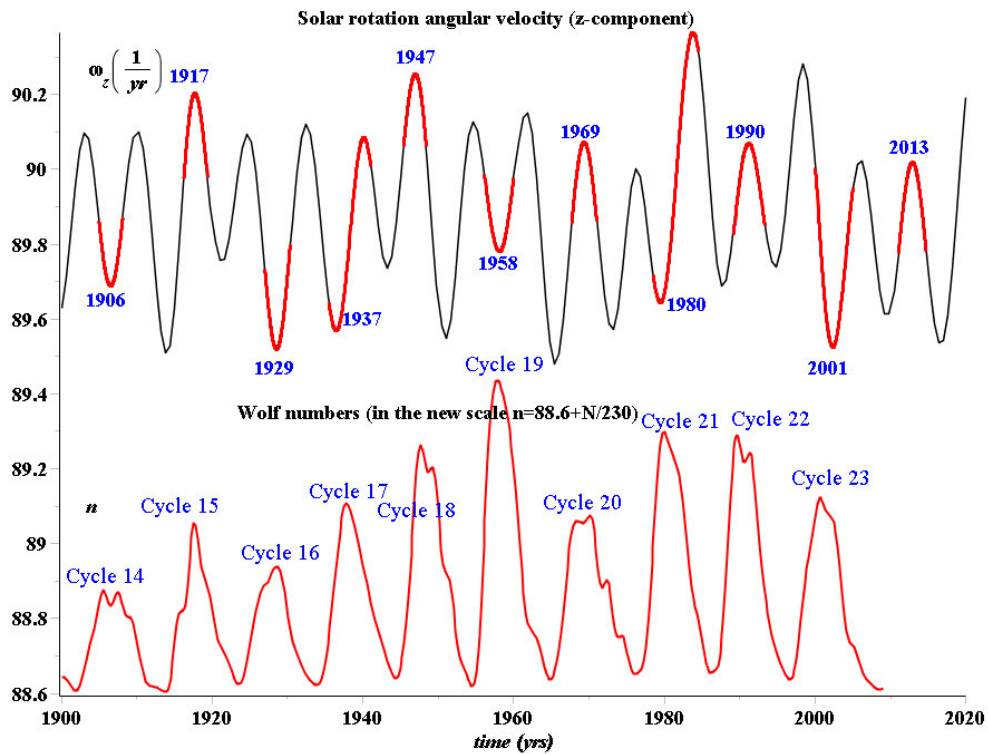


Fig. 1

Fig. 2 shows the spatial configuration of the major planets and the sun in 2169. In this case, the solar orbital angular momentum becomes negative, after which there is a violation of the Gnevyshev - Ohl rule.

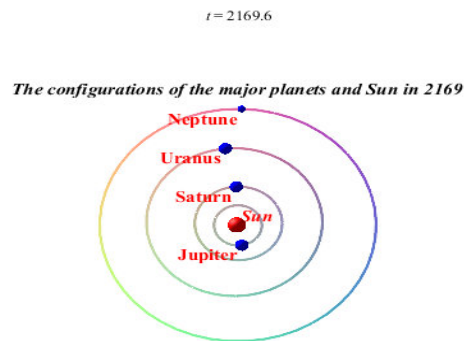


Fig. 2

REFERENCES

1. Алиев Дж. С., 1998а, *Циркуляр ШАО*, 94, 19.
2. Aliyev J. S., 1998b, in *International Conference "N. Tusi – 800"*, Pirgulu.
3. Aliyev J. S., Salmanova L. Kh., 2001, *International Conference "N. Tusi and Modern Astronomy"*, Baku, 23.
4. Алиев Дж. С., 2001, *Актуальные проблемы физики II*, Баку, 7.
5. Aliyev J. S., 2012, *Modern Problems of Physics VI*, BSU, 300.
6. Antia H.M., Basu S., Pintar J., Pohl B., 2000, *Solar Phys.*, 192, 459.
7. Antia H.M., Chitre S.M., Gough D.O., 2008, *Astron. Astrophys.*, 477, 657.
8. Blizard J. B., 1983, *BAAS*, 15, 906.
9. Delache P., Laclare F., Sadsaoud H., 1985, *Nature*, 317, 416.
10. Fiala A. D., Dunham D. W., Sofia S., 1994, *Solar Phys.*, 152, 97.
11. Howard R., LaBonte B. J., 1980, *Ap. J.*, 239, 33.
12. Javaraiah J., 1996, *Bull. Astron. Soc. India*, 24, 351.
13. Javaraiah J., Gokhale M. H. 1997, *Astron. Astrophys.*, 327, 795.
14. Javaraiah J., 1998, in *Dyn. Inter. Sun and Sun-like Stars, Noordwijk*, 809.
15. Javaraiah J., 2000, *J. Astrophys. Astr.*, 21, 167.
16. Javaraiah J., 2003, *Solar Phys.*, 212, 23.
17. Javaraiah J., 2005, *MNRAS*, 362, 1311.
18. Jose P. D., 1965, *Astron. J.*, 70, 193.
19. Juckett D. A., 2000, *Solar Phys.*, 191, 201.
20. Juckett D. A., 2003, *Astron. Astrophys.*, 399, 731.
21. LaBonte B. J., Howard R. 1982, *Solar Phys.*, 75, 161.
22. Laclare F., Delmas C., Coin J. P., Irbah A., 1996, *Solar Phys.*, 166, 211.
23. Livingston W., Duvall T. L., 1979, *Solar Phys.*, 61, 219.
24. Noel F., 1997, *Astron. Astrophys.*, 325, 825.
25. Wilson I. R. G., Carter B. D., Waite I. A., 2008, *Publ. Astron. Soc. Australia*, 25, 85.
26. Wittmann A. D., Alge E., Bianda M., 1993, *Solar Phys.*, 145, 205.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ОСЕВОГО ВРАЩЕНИЯ МАГНИТНЫХ CP – ЗВЕЗД

С.Г. Алиев, В.М. Халилов
ШАО НАН Азербайджана

На основе высококачественных (4А/мм) спектральных материалов полученные на 2м телескопе ШАО были определены скорости осевого вращения ($V\sin i$) В0-F0. При этом учитывалась эффекта пекулярности, который приводит к изменению параметров в том числе, и ширину спектральных линий, с помощью которых определены $V\sin i$.

Вращение является неотъемлемым свойством вселенной и его структурных элементов – небесных тел. К настоящему времени опубликовано, примерно пол тысячи работ, в которых рассматривались статистические, теоретические, эволюционные и иные аспекты проблемы вращения звезд. Тем не менее, проблема возникновения и дальнейшая эволюция вращения (углового момента) звезд остается до сих пор нерешенным.

Неясна первопричина происхождения углового момента (вращения) протооблака, непонятно, за счет каких механизмов идет диссипация углового момента протозвездных фрагментов, по какой причина и на каком этапе эволюции пекулярные и магнитные звезды теряют большую часть своего углового момента. Очевидно, что для решения этих вопросов, в первую очередь, необходимо иметь большое количество высококачественных однородных материалов наблюдений, на основании которых можно поточнее определить скорости осевого вращения (точнее, проекции на луч зрения – $V\sin i$) звезд.

К настоящему времени определения $V\sin i$ разбросаны по большому количеству работ, выполнены разными методами и с различной точностью, что весьма затрудняет их использование.

В случаи магнитных химически пекулярных (mCP) – звезд ширины спектральных линий, по которому часто используются для определения $V\sin i$, изменяются из-за аномального содержания различных (пекулярных) элементов и сильного магнитного поля (~1000Гс), т.е. из-за эффекта пекулярности в виде крупно масштабных пятен.

К сожалению, во всех опубликованных работ при определении скоростей осевого вращения mCP – звезд, не была учтена особенность эффекта пекулярности этих звезд.

Цель предлагаемой работы –на основе однородных высококачественных спектральных материалов определить скорости осевого вращения mCP –звезд с учетом эффекта пекулярности. В данной работе были использованы материалы спектральных наблюдений, проводимых на 2м телескопе ШАО. Было получено большое количество высококачественных спектров (4А°/мм) в двух вариантах:

1.С помощью традиционного фотографирования спектров. 2.С помощью Эшеле спектрометра в сочетании CCD камерой.

Спектральные разрешения для фотографических и CCD спектров составляет $\Delta\lambda=0,03\text{A}^\circ$ и $0,30\text{A}^\circ$, соответственно.

Благодаря высоким спектральным разрешениям в этой работе были использованы фотографические спектры.

Для каждой исследуемой (см.табл.) mCP –звезды были получены более 20 фотографических спектрограмм, которые полностью охватывают период осевого вращения этих звезд. Для учета эффекта пекулярности использованы результаты

комплексных наблюдений, с помощью которых заранее были определены фазы соответствующие наиболее пекулярной P (пятнистой) и (относительно) нормальной области на поверхности для каждой mCP- звезды [1]. В последних столбцах таблицы приводятся результаты количественного определения скорости вращения исследуемых звезд по полуширинам профилей линии HeI 4471 (для ранних звезд BO-AO) И MgII 4481 (для поздних AO-FO звезд). При этом полуширина линий измерялась по 2–3 спектрограммам, соответствующие (относительно) нормальной (N) и наибольшей пекулярной (P) области на поверхности mCP –звезд. Точность определения $V_{\text{sin}i}$, в основном, обусловлена разбросом зависимости $\Delta\lambda(0,5) - V_{\text{sin}i}$, построенной по нормальным (немагнитным) звездам [2] и составляет около 25%. Из таблицы видно, что измеренные значения величин $V_{\text{sin}i}$ для фаз соответствующие наибольшие пекулярной и нормальной области на поверхности звезды существенно отличаются друг от друга, а также и от результатов других авторов. Исходя из вышеизложенных, можно сделать заключение о том, что неравномерность эффекта пекулярности непосредственно влияет на процесс формирования спектральных линий и приводит к изменению их параметров, в том числе и ширину с помощью которых определяются вращения звезды.

HD	m_v	Sp	тип пекул.	Be	Vsin <i>i</i>				
				+	Вольф	Б.К	Абг	Р	Н
358	2.06	B9.6	Hg, Mn	-350/+550	--	52	--	47	55
19832	5.79	B7.30	He, Si	-350/+550	--	--	142	140	160
34452	5.41	B4.50	Si, λ 4200	+550/-600	--	--	46	43	60
40312	2.62	B9.10	Si, Cr	+270/-370	--	50	49	46	52
65339	6.01	A2.00	Sr, Cr, Eu	+4200/-540	--	--	15	15	18
108662	5.29	B9.35	Mn, Hg, Cr	+1100/+450	22	20	14	15	24
108945	5.46	A2.45	Sr, Eu	0/-400	66	62	64	60	71
112185	1.77	A1.05	Cr, Ca	1200~	34	135	25	24	36
112413	2.90	B7.90	Eu, Cr, Sr	-1400/+1600	--	23	29	22	32
118022	4.54	A0.00	Sr, Cr, Eu	-130/-800	10	27	14	15	29
124224	5.01	B7.20	Si, Cr	-600/+1000	--	125	119	117	130
129174	4.94	B9.80	Hg, Mn	+ -	--	10	--	9	14
133029	6.16	B8.80	Sr, Si	+4060/-1150	--	--	25	20	28
137909	3.68	A7.70	Eu, Cr, Sr	+650/-430	--	15	18	15	30
140160	5.33	B9.80	Sr, Cr	+760/-1840	--	--	64	58	65
140728	5.51	B8.70	Si, Cr, Sr	+310/-1100	--	--	70	68	72
148112	4.57	A0.00	Cr, Sr, Eu	-250/-100	49	52	35	36	55
184905	6.50	B8.20	Ca, Si, Eu	~3000	--	--	--	18	--
189849	4.64	A4.90	Cr, Sr, Fe	+420/-630	--	20	--	18	25
193722	6.50	B8.60	Si, Cr, Eu	- +	--	--	--	--	--
196502	5.20	A2.90	Ti, Sr, Eu	-700/+200	--	4	--	5	14
201601	4.69	A8.65	Eu, Mg, Sr	+200/+880	--	9	--	10	15
220825	4.94	B9.90	Sr, Cr, Eu	+450/-200	--	43	36	38	52
224801	6.38	B7.60	Si, Cr, Eu	+2300~	--	38	37	37	42

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиев С.Г. Мат. Меж. Конф. по астр. физ. и мат. Посвещ. МГА. 2009 с.9.
2. КОПЫЛОВ И.М. Изв. КрАО 1995 т.90. с.14
3. Wolff C.S. Astrophys j. 1981 vol.244 p.221
4. КОПЫЛОВ И.М. Изв. САО 1987 № 24 С.44
5. Abt H. A. Astrophys j. 2001. Vol.122. p.2008

OPTRONLARDA İNFORMASIYANIN VERİLMƏSİ.

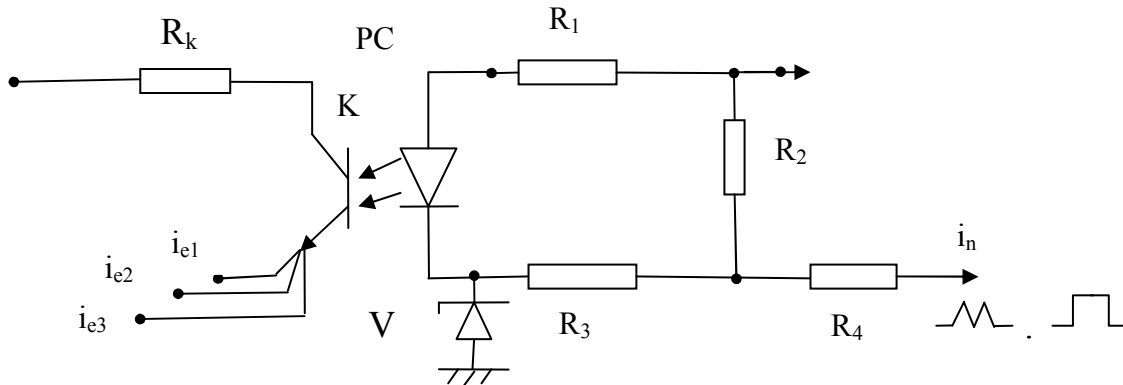
İ.İ. Qasimov, Y.B. Namazov, G.A. Məsləhi

Gəncə dövlət Universiteti

meslehi.gunel@mail.ru

Optron elementləri informasiyanın verilməsində elektron qurğuların əsas elementlərindən biri kimi sayıla bilər. Optronlar diod tipli, diod –tranzistor tipli, diod –tristor tipli və s. olurlar. Optron cütləri öz iş prinsiplərinə görə çox zəngin və maraqlı fizikaya malikdir. Hər bir optron cütünün özünə məxsus işləmə funksiyası vardır. İnformasiyanın optik üsullarla verilməsi, formalaşma və optik işlənməsi modulyator, deflektor, transparant və başqa bu kimi vasitələrlə həyata keçirilə bilər. Elektrik və impuls siqnallar rəqəmlərlə analoq formasında verilə bilər. Analox və rəqəmlərlə informasiya verilən zaman giriş və çıxış siqnallarının fasiləsiz dəyişməsi bir –birindən asılı olaraq baş verir. Analox siqnallarından fərqli olaraq informasiyanın rəqəmlərlə verilməsi və qəbulu çox böyük dəqiqlik tələb edir. Bu onunla əlaqələndirilir ki, rəqəm siqnallarında diapazon aralığı böyük və xarici təsir faktorlarına qarşı davamlılığı yüksəkdir. Məntiqi element qurğularında siqnallar hansı üsulla verilsə, optik traktada da informasiya həmin üsullarla verilir.

Optronlarda informasiya verilən zaman onun qarşılıqlı elementləri arasında bir sıra funksiyaları nəzərə alınmalıdır. Bu funksiyalar optron cütlərində aşağıdakılardır. K_i – cərəyana görə ötürmə əmsalı, f_s –sərhəd tezliyi, qoşulma vaxtı – t_1 mksan, açılma müddəti – t_2 mksan, giriş parametrləri i_2 (mA), u_2 (mV) və s .



Optoelektron elementlərində informasiyanın verilməsi və yazılmasının çox geniş imkanları vardır. Bu prosesin ən əsaslı xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, informasiyanın

oxunmasında maqnitooptik effektdən istifadə olunmasına baxmayaraq bu cür yazılışı “termomaqnit” yaddaş adlandırmaq mümkündür. Termomaqnit yaddaş elementləri əsasən aşağıdakılardır. MnBi, MnAlBe, MnCuBi və s. Bu yaddaş elementlərində yazılma xüsusi fiziki funksiyalarla yerinə yetirilir. Optoelektronikada yazılan bu informasiyanın aşağıdakı kimi ölçü qiymətləri vardır. MnBi əsasında hazırlanmış termomaqnit yaddaş elementlərinin ən aşağı yazılma müddəti 10^{-8} s və bu yazılma müddətində yüksək dərəcədə ayırdetmə sistemliliyi isə 10^3 xətt/mm ilə hesablanır. Optronlarda elektrik və impuls siqnalları zamanın ən kiçik qiymətlərində dəyişilmədən verilə bilər. Bu cür tərtib olunmuş sxemdə bunun analizini vermək mümkündür.

Çox emitterli bu cür optronda informasiya çox geniş diapazon aralığında verilir. Informasiyanın reversiv yazılışı üçün bu 10^{-13} – 10^{-12} san kimi kiçik zaman müddətinə uyğun gəlir. Optik üsulla informasiyanın verilməsində bu sxemlərin geniş tətbiq sahələri vardır.

HD225094 ULDUZU ATMOSFERİNDƏ BAŞ VERƏN QEYRİ-ADI DƏYİŞKƏNLİKLƏR

Y.M. Məhərrəmov, Ə.Ş. Baloğlanov

AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası

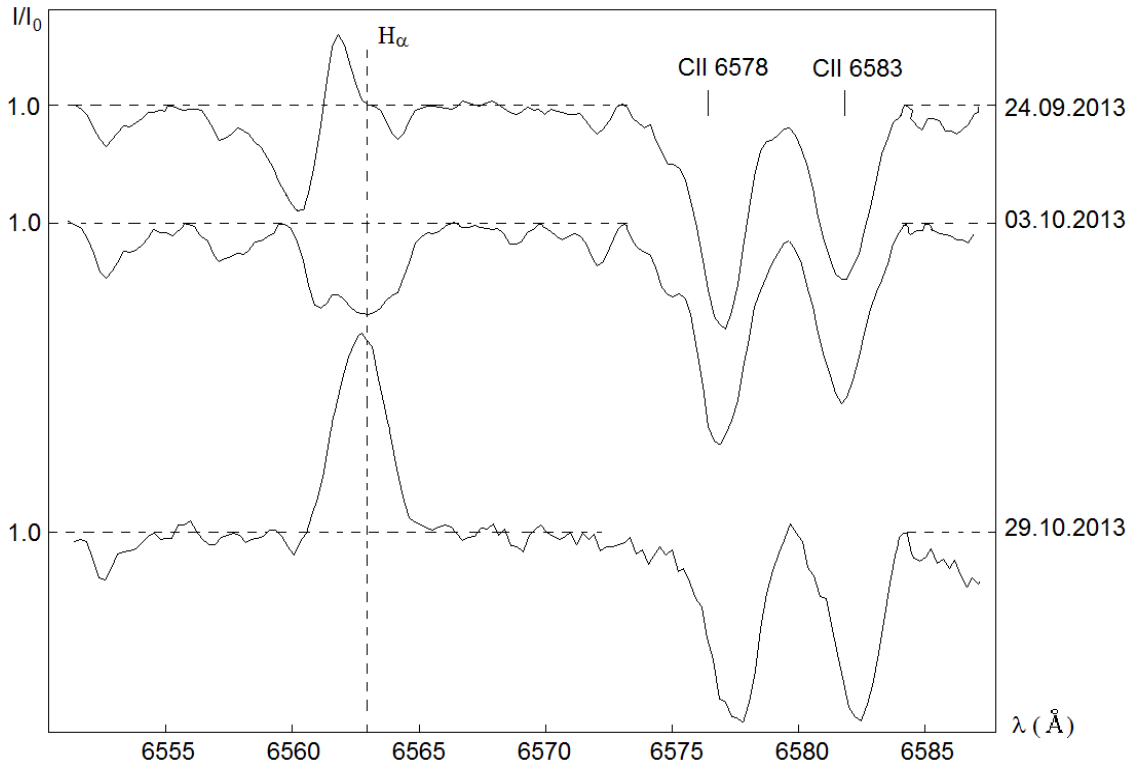
Bu işdə HD225094 (B3Ia) ulduzu haqqında qısa məlumatlar və onun 2013-cü ildə Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında alınmış spektrlərində qeyri-adi xüsusiyyətlər təqdim olunur. Ulduzun atmosferində müşahidə olunan P Cyg tipli H_{α} xəttinin profili işlənməyə müəyyən edilmişdir ki, o qısa zamanda kəskin dəyişən struktura malikdir. Belə ki, ilk dəfə olaraq HD225094 (B3Ia) ulduzu spektrlərində H_{α} xəttinin profilinin tam yox olması kimi unikal müşahidə faktı aşkar olunmuşdur.

HD225094 (B3Ia) ulduzu, vizual ulduz ölçüsü $m_v=6.27$, effektiv temperaturu $T_{eff} = 16500K$, kütləsi $M/M_{\odot}=27$, radiusu $R/R_{\odot}=54$, səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili $\log g=2.3$ olan isti ifratnəhəng ulduzdur [1-4]. Bundan əlavə bu ulduzun işıqlılığının $\log L/L_{\odot}=5.12$ və fırlanma sürətinin $g \sin i = 68$ km/s olduğu tapılmışdır [5-6]. Son məlumatlara görə HD225094 ulduzuna qədər məsafə $r=(1075\pm 660)$ pc-dir [7]. HD225094 ifratnəhəng ulduzunun spektral və fotometrik tədqiqi ilə R.K. Prinja, D.L. Massa, Ricardo Genova, John E. Beckman, N.D. McErlean, D.J. Lennon, P.L. Dufton, İan D. Howarth, Kaj W. Siebert, Gaitee A.J. Hussain, Raman K.Prinja, A. Fitzsimmons, A.Pasok, İ.Kolka, C.D. McKeith, C. Leitherer, B. Wolf və başqaları məşğul olmuşlar. SAO/NASA ADS sistemində HD225094 ifratnəhəng ulduzu ilə əlaqəli 100-ə yaxın elmi məqalə vardır. Lakin həmin elmi məqalələrin böyük əksəriyyəti tədqiq olunan ulduzun fiziki parametrlərinin və fotometrik kəmiyyətlərinin təyininə həsr olunmuşdur.

Spektral tədqiqatlardan bir nümunə kimi A. Pasok və I. Kolkanın işlərinə diqqət yetirək. A.Pasok və I.Kolka [8] tərəfindən Estoniya Respublikasının Tartu Astrofizika Rəsədxanasında HD225094 ifratnəhəng ulduzunun 1983-1989-cu illərdə aparılmış spektral müşahidələri və H_{α} xəttinin profil dəyişkənlikləri üçün alınmış nəticələr nəzərdən keçirilmişdir. Həmin işdə qeyd olunmuşdur ki, spektral müşahidə materialları 1.5 m-lik teleskopda, $27\text{\AA}/\text{mm}$ dispersiya ilə alınmışdır. Müəlliflər qeyd etmişlər ki, onlar 1983-1989-cu illərdə HD225094 ulduzunun orta keyfiyyətli cəmi 10 spektrini əldə etmişlər. İşdə H_{α} xəttinin təqdim olunmuş profillərindən müəyyən edilmişdir ki, onun düz P Cyg, invers P Cyg, tam udulmada olan profil formaları müşahidə olunmuşdur. Digər tərəfdən həmin məqalədə HD225094 ulduzunun 30.03.1983, 19.04.1988-ci il tarixli spektrlərində H_{α} xəttinin profilinin struktur dəyişkənliklərindən müəyyən edilmişdir ki, onun udulma və şüalanma komponentləri zəifləmiş və qalığ

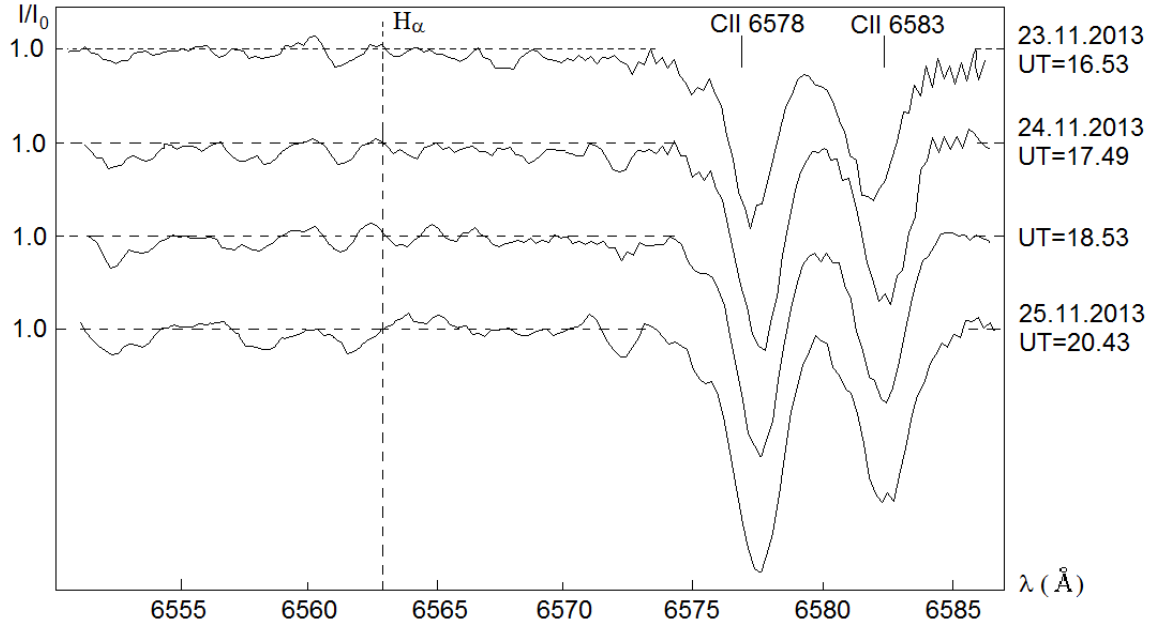
intensivlikləri uyğun olaraq 0.94 və 1.06 olmuşdur. Udulma və şüalanma komponentlərinin qalıq intensivliklərinin maksimal qiymətləri isə uyğun olaraq 0.80 və 1.30 alınmışdır. Eyni zamanda H_α xəttinin udulma və şüalanma komponentlərində ekvivalent en və şüa sürətinin qiymətləri verilmişdir [8].

[8] –də müəlliflər qeyd etmişlər ki, bu ulduzun atmosferinin spektral tədqiqi ilə bağlı müşahidə materiallarının həm yüksək keyfiyyətli, həm də ardıcıl olmaması səbəbindən ulduzun atmosfer xüsusiyyətləri qeyri müəyyən qalmışdır. Beləliklə, HD225094 ifratnəhəng ulduzuna dair indiyədək nəşr olunmuş elmi məqalələrin təhlili göstərmişdir ki, bu ulduzun spektral tədqiqinə az yer verilmişdir. Odur ki, HD225094 ifratnəhəng ulduzu spektroskopik tədqiqatlar baxımından maraqlı doğurmuş və nəticədə 2013-cü ilin Sentyabrından etibarən Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2m-lik teleskopunun Kasseqren fokusunda quraşdırılmış müasir CCD kamerası vasitəsilə onun müntəzəm spektral müşahidələrinə başlanmışdır [9]. Nəticədə 2013-cü ilin Sentyabr-Noyabr ayları ərzində həmin ulduzun 25-ədək yüksək keyfiyyətli spektrləri alınmış və onlar DECH-20 və DECH-20t paket proqramları vasitəsilə işlənmişdir [10]. $R=15000$ və $S/N=150$ ətrafında olmuşdur.



Şəkil.1. HD225094 ulduzu spektrlərində H_α xəttinin profili, 24.09-29.10.2013.

Şəkil.1 –dən görünür ki, HD225094 ifratnəhəng ulduzu spektrlərində H_α xəttinin profili düz P Cyg, tam udulma profili və tam şüalanma profili formasında müşahidə olunmaqla güclü dəyişkən struktura malikdir. H_α xəttinin udulma və şüalanma komponentlərində ekvivalent en, yarım en, qalıq intensivliyi və şüa sürətinin qiymətləri ölçülmüşdür. Alınmış nəticələr göstərmişdir ki, bu parametrlərin qiymətləri zamandan asılı olaraq kəskin dəyişir.



Şəkil.2. HD225094 ulduzu spektrlərində H_{α} xəttinin profili, 23-25.11. 2013

Şəkil.2-dən görünür ki, 23-25.11.2013-cü il tarixlərində alınmış HD225094 ulduzunun spektrlərində H_{α} xəttinin udulma və şüalanma komponentlərinin hər ikisi eyni zamanda yox olmuşdur. Aparılmış müşahidələr göstərir ki, bu unikal müşahidə faktı təkrarlanan hadisədir. Bu hadisə ulduz atmosferinin qeyri-stasionarlığı və sferik olmayan ulduz küləyinin təsirinin nəticəsi ola bilər [11-12]. Qeyd edək ki, H_{α} xəttinin profili yox olan günlərdəki spektrlərdə H_{β} , HeI, CII, SII və digər xətlərin hamısı müşahidə olunur. Həmin qeyri-adi dəyişkənliklərin periodik olub-olmamasını və bu hadisə baş verərkən ulduzun parlaqlığının necə dəyişməsinə müəyyən etmək üçün Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında HD225094 ulduzunun ardıcıl sinxron (spektral və fotometrik) müşahidələri davam etdirilir.

ƏDƏBİYYAT

1. R.K.Prinja and D.L.Massa., Signature of wide-spread clumping in B supergiant winds // *Astronomy and Astrophysics*, 2010, 521, L 55, pp. 1-4.
2. D.J.Lennon, P.L.Dufton and A.Fitzsimmons., Galactic B-supergiants II. Line strengths in the visible – Evidence for evolutionary effects // *Astronomy and Astrophysics, Suppl. Ser.*, 1993, 97, pp. 559-585.
3. C.Leitherer and B.Wolf., Early-type stars in OB associations in the infrared, I. Extinction law and IR excesses // *Astronomy and Astrophysics*, 1984, 132, pp. 151-162.
4. C.D.McKeith., Opportunities for observing on the JKT using the QUB Echelle spectrograph with the RGO-CCD Camera // *Department of Pure and Applied Physics, QUB, The Queens University of Belfast, Northern Ireland*, 1986, 17, pp. 487-497.
5. N.D.McErlean, D.J.Lennon, and P.L.Dufton., Galactic B-supergiants: A non-LTE model atmosphere analysis to estimate atmospheric parameters and chemical compositions // *Astronomy and Astrophysics*, 1999, 349, pp. 553-572.
6. Ian D.Howarth, Kaj W.Siebert, Gaitee A.J.Hussain and Raman K.Prinja., Cross-correlation characteristics of OB stars from IUE spectroscopy // *Mon.Not.Astron.Soc.*, 1997, 284, pp. 265-285.

7. Ricardo Genova and John E.Beckman., Kinematical structure of the local interstellar medium: The Galactic Anticenter Hemisphere // The Astrophysical Journal Supplement Series, 2003, 145, pp. 355-412.
8. A.Pasok and I.Kolka., The H_{α} profile variations in the spectrum of HD225094, B3Ia // Commissions 27 and 42 of the IAU information Bulletin on variable stars, Konkoly Observatory, Budapest, 1992, 3804, pp. 1-3.
9. Микаилов Х.М., Халилов В.М., Алекберов И.А., Эшелле-спектрометр фокуса касегрена 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана // Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının Sirkulyarı, 2005, т.109, с.21-29.
10. Галазутдинов Г.А., Система обработки звездных Эшелле-спектров 1 Обработка изображений 2 Обработка спектров // Препринт САО РАН, 1992, № 92, с.3-51.
11. Магеррамов Я.М., Спектральная переменность звезды 55 Cyg (B3Ia) // Астрономический журнал, Москва (РФ), 2013, т. 90, № 4, с.339-346.
12. Магеррамов Я.М., О переменности профилей линий H_{α} и H_{β} в спектрах звезды 55 Cyg // Кинематика и Физика Небесных Тел, Киев (Украина), 2013, т. 29, №2, с.40-49.

Gly-Lys DIPEPTID MOLEKULUNUN NƏZƏRİ KONFORMASIYA ANALİZİ

A.S. Nəzərli

alimnezerli@gmail.com

Qafqaz Universiteti

Nəzəri konformasiya analizi üsulu ilə Gly-Lys dipeptid molekulunun fəza quruluşu tədqiq olunmuşdur. Hesablama nəticəsində Gly-Lys dipeptidinin məhdud sayda ən optimal konformasiya vəziyyətləri aşkar olunmuş və bu konformasiyaları stabilləşdirən qüvvələrin təbiəti və enerji payları müəyyən olunmuşdur. Gly-Lys dipeptid üçün bütüün optimal fəza quruluşların ikiüzlü fırlanma bucaqlarının qiymətləri və atomların üçölçülü koordinatları alınmışdır.

Müəyyən edilmişdir ki, yüklü radikalları olan lizin amin turşusu qalığından təşkil olunmuş bəzi dipeptidlər müxtəlif neytrfin reseptorlarına qarşı aqonist və antaqonist aktivliyinə malikdirlər. Gly-Lys dipeptidi belə dipeptidlərdən biridir. Bioloji testlər vasitəsi ilə göstərilmişdir ki, Gly-Lys dipeptidi müəyyən polyar mühütlərdə farmakoloji təsirlərə malikdir [1]. Bu baxımdan Gly-Lys dipeptidin təsir mexanizmini öyrənilməsi məqsədi ilə onun konformasiya imkanlarının tədqiqi elmi maraq kəsb edir.

Təqdim olunan işdə Gly-Lys dipeptid molekulunun fəza quruluşu nəzəri konformasiya analizi üsulu ilə polyar mühit üçün (dielektrik sabiti $\epsilon=10$) tədqiq olunmuşdur. Konformasiya analizi zamanı molekulun Van der Waals, elektrostatik, torsion qarşılıqlı təsirlərin enerji payları və hidrogen rabitəsi enerjisi nəzərə alınmışdır [2]. Konformasiya məsələlərin həlli zamanı N.M.Qocayev və İ.S.Maksumov tərəfindən tərtib edilmiş universal proqram və alqoritmdən istifadə edilmişdir [3,4]. Enerjinin minimumlaşması birinci tərtib törəmələrə görə qradiant üsulu ilə aparılır. İkiüzlü bucaqların hesablanması İUPAC-İUB nomenklaturasına əsasən aparılmışdır [5]. İlkin hesablama variantlarının seçilməsində Lys qalığı üçün 2 mümkün olan əsas zəncirin konformasiya vəziyyətləri B,R və Gly üçün isə 4 B,R,L,P formalı variantlardan istifadə olunmuşdur. Məlumdur ki, iki qalıqdan ibarət olan peptid molekulunu 2 optimal fəza quruluşu tipi yarada bilər : e və f. Gly-Lys molekulunun hesablama modeli 32 atomdan ibarətdir və bu

modeldə 11 fırlanma bucağı nəzərə alınmışdır. Dipeptidin konformasiya analizində 72 ilkin konformasiya variantları tərtib edilmişdir. Bu variantlarda Lys qalığının yan zəncirlər müxtəlif oriantasiyaları ($60^\circ, 180^\circ, -60^\circ$) nəzərə alınmışdır. Hesablama nəticəsində dipeptid molekulunun məhdud sayda optimal konformasiya vəziyyətlərinin enerji və həndəsi parametrləri müəyyən edilmişdir. Cədvəl 1-də Gly-Lys dipeptidin optimal konformasiyalarını stabilləşdirən qeyri valent təsirlərin enerji payları (kkal/mol) göstərilmişdir. Bu cədvəldən görünür ki, Bütün optimal konformasiya vəziyyətlərdə dispersiya enerji paylarının payları daha əhəmiyyətlidir. Cədvəl 2-də isə e və f şəypinə uyğun olaraq ən optimal konformasiyalarının qalıqlardaxili və qalıqlararası qarşılıqlı təsir enerjiləri verilmişdir.

Bu cədvəldən görünür ki, ən optimal konformasiyada Gly və Lys qalıqları arasında əmələ gələn qarşılıqlı təsirin enerji payı -0.8 kkal/mol. Bu da onunla izah olunur ki, Gly qalığının yan zənciri olmadığından, Gly və Lys qalıqları arasında effektiv qarşılıqlı təsir yaranmır.

Beləliklə, Gly-Lys dipeptidinin nəzəri konformasiya analizi molekulun bir yığım aşağı enerjili konformasiya vəziyyətlərini aşkar etdi. Müəyyən edildi ki, tətqiq olunmuş dipeptid molekulu konformasiya çevikliyinə malikdir. Onun optimal konformasiya vəziyyətlərinin nisbi enerjiləri oxşardır və 0-1 enerji intervallarına düşürlər.

Cədvəl 1. Gly-Lys dipeptidin optimal konformasiyalarını stabilləşdirən qeyri valent təsirlərin enerji payları (kkal/mol).

Konformasiya	Forma	E_{qv}	E_{el}	E_{tor}
LR ₃₂₂₂₂	e	-5.21	6.31	0.08
LR ₂₂₂₂₂	e	-4.94	6.11	0.23
BR ₃₂₂₂₂	e	-5.11	6.49	0.07
BR ₁₂₂₂₂	e	-5.38	6.41	0.47
RR ₂₂₂₂₂	f	-5.00	6.04	0.25
RR ₃₂₂₂₂	f	-5.00	6.23	0.09
PR ₃₂₂₂₂	f	-4.98	6.30	0.08
RR ₁₂₂₂₂	f	-5.16	6.16	0.41

Cədvəl 2. Qalıqlararası və qalıqlardaxili qarşılıqlı təsir enerjiləri

Konformasiya	Gly	Lys	
RR ₂₂₂₂₂	1.9	-0.7	Gly
RR ₃₂₂₂₂	1.9	-0.8	
LR ₃₂₂₂₂	1.9	-0.8	
LR ₂₂₂₂₂	1.9	-0.6	
	RR ₂₂₂₂₂	0.1	Lys
	RR ₃₂₂₂₂	0.2	
	LR ₃₂₂₂₂	0.2	
	LR ₂₂₂₂₂	0.1	

ƏDƏBİYYAT

1. Gudasheva T.A., Zaitseva N.I., Pharmaceutical Chemistry Journal (2005), No:39, 5, 6-11
2. Е.М.Попов, В.Г.Дашевский, Г.М. Липкинд, С.Ф. Архипова, Молек. биолог. 1968, т.2 стр. 612-620.
3. Н.М Годжаев., И.С. Максумов Уч. Записки АГУ,серия физ-мат. Наук,1979, №5, стр.157- 162.
4. И.С.Максумов, Л.И.Исмаилова, Н.М Годжаев, Журнал Структурной Химии,1983,т.24, №4,стр.147-148.
5. IUPAC-IUB, Biochem. J. (1971) 121,577-585.

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ $(\text{CuInSe}_2)_{1-x}(\text{FeSe})_x$ $x=0.03,0.05,0.1$

Ш.М.Гасанли, У.Ф.Самедова, А.Я.Иманова, Р.К.Гусейнов¹

E-mail: hasanli_sh@rambler.ru

Институт Физики НАН Азербайджана

1-Гянджинский Государственный Университет

1143 Баку, пр.Г. Джавида 33. AZ-1143,Республика Азербайджана

Показано, что зависимость σ (Т) в области низких температур(80-200)К носит прыжковый характер и описывается в приближении Мотта. Рассчитаны значения плотности локализованных состояний N_F , энергии активации E_a , длины прыжков R , разность между энергиями состояний ΔE вблизи уровня Ферми и концентрации глубоких ловушек N_t .

Введение

В настоящее время наиболее перспективным полупроводниковым соединением, которое может применяться для солнечных элементов и конкурировать с кремнием и арсенидом галлием является тройное соединение типа CuInSe_2 [1].

Большой интерес исследователей к CuInSe_2 и твердым растворам на его основе обусловлен тем, что сложный энергетический спектр электронов и анизотропия оптических свойств позволяют создавать на основе халькопиритных кристаллов световых диодов, фотодетекторы, элементы солнечных батарей, когерентные и некогерентные источники поляризованного излучения [2,3].

В предлагаемой работе представлены результаты экспериментальных исследований электропроводности твердых растворов на основе $(\text{CuInSe}_2)_{1-x}(\text{FeSe})_x$ $x=0.03,0.05,0.1$ в постоянном электрическом поле

2. Экспериментальная методика

Тройные соединения CuInSe_2 были синтезированы из особо чистых элементов(индий марки Ин-000, селен ОСЧ 17-3, медь электролитическая). Синтез образцов проводили в вертикальной печи в вакуумированных ($\sim 0,1$ Па) в кварцевых ампулах следующим образом: температура печи была повышена со скоростью $80^\circ\text{C}/\text{час}$ до 700°C и ампулы держались при этой температуре на 2 часа, затем температура была повышена до $1050 - 1100^\circ\text{C}$. Процесс синтеза продолжался 8 ч. Для приведения синтезированных образцов в состояние, максимально близкое к равновесному, их подвергали отжигу при 600°C в течение 500 ч. Электропроводность измерялась зондовым компенсационным методом. Измерения параметров проводились при постоянном токе. При этом измерение падения напряжения на зондах производились в двух направлениях тока. В

качестве компенсатора применялся потенциометр постоянного тока Р348. Относительная измерительная погрешность составляла 2%.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждения

Исследование удельной электропроводности σ проведены в интервале температур 80-300К. Результаты исследований приведены на рис. 1. Из рисунка 1 видно, что температурные зависимости σ носит сложный характер и их можно разделить на 3 области. При этом как видно из рис.1. в области 1 ($80\text{K} \leq T \leq 150\text{K}$) с ростом температуры наблюдается монотонный рост удельной электропроводности. В области 2 ($150\text{K} \leq T \leq 220\text{K}$) наблюдается более резкий рост удельной электропроводности. В области 3 ($220\text{K} \leq T \leq 300\text{K}$) наблюдается монотонный рост σ .

Температурная зависимость $\text{Ln}\sigma=f(10^3/T)$ (рис.1) показывает, что в различных областях температуры действуют различные механизмы проводимости.

Из температурной зависимости удельной электропроводности $\text{Ln}\sigma=f(10^3/T)$ в различных температурных областях были определены величины энергии активации. Из анализа экспериментальных результатов установлено, что в запрещенной зоне исследованных образцов существуют донорные уровни с разной величиной энергии активации.

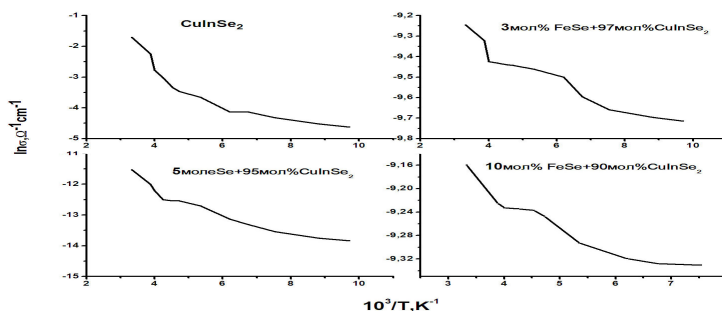


Рис. 1. Зависимость $\text{Ln}\sigma=f(10^3/T)$ в твердых растворах $(\text{CuInSe}_2)_{1-x}(\text{FeSe})_x$ $x=0.03, 0.05, 0.1$

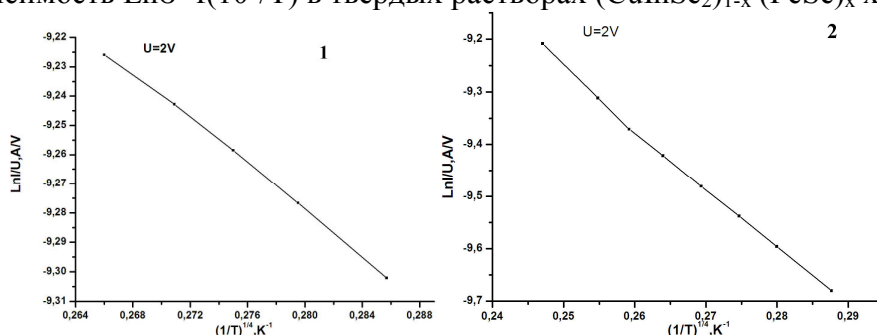


Рис. 2. Зависимость $\text{ln}I/U \sim (1/T)^{1/4}$ в твердых растворах $(\text{CuInSe}_2)_{1-x}(\text{FeSe})_x$ $x=0, 0,1$

1-CuInSe₂; 2-10мол%FeSe+90мол%CuInSe₂

Анализ температурных зависимостей электрической проводимости твердых растворов показал, что в области температур 80 - 200 К электрическая проводимость подчиняется закону 1/4 (закону Мотта) (рис 2).

Как видно из рисунков экспериментальные точки кривой $\sigma(T)$ хорошо спрямляются в координатах Мотта [4,5] (рис. 2). В этом случае выражение для проводимости имеет следующий вид:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{T^{3/2}} \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (1)$$

$$T_0 = \frac{\lambda \alpha^4}{k_B (E_F)} \quad (2)$$

Здесь T - абсолютная температура, σ_0 -слабо зависящий от температуры множитель размерности электропроводности. Здесь параметр T_0 определяется по формуле где λ - безразмерная постоянная, имеющая значение ~ 16 [5].

В рамках рассматриваемой модели средняя длина прыжка носителей заряда R по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми для заданной температуры T находится из выражения [5]

$$R = \frac{3}{8} a \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \quad (3)$$

Из приведенного уравнения следует, что при понижении температуры величина параметра R увеличивается. При этом происходит быстрое опустошение локальных состояний в запрещенной зоне и заметную роль в процессе электропроводности начинают играть перескоки носителей по отдельным примесным уровням без активации в зону проводимости. В результате растет вероятность прыжков носителей заряда на пространственно более удаленные, но энергетически более близкие центры локализации, что является причиной убывания энергии активации прыжка. Величина разброса энергии локальных состояний в этом случае определяется формулой

$$\Delta E = \frac{3}{2\pi R^3 g(E_F)} \quad (4)$$

при этом величина концентрации ловушек для светового темного режима измерения находится из уравнения

$$N_t = g(E_F) \Delta E \quad (5)$$

Значения параметров характеризующих процесс прыжкового электропереноса приведены в таблице.

Образцы	T_0, K	N_F, cm^{-3}	R, mkm	$\Delta E, eB$	N_t, cm^{-3}
CuInSe ₂	$1.12 \cdot 10^6$	$1.78 \cdot 10^{19}$	$7.34 \cdot 10^{-7}$	0.034	$6.03 \cdot 10^{17}$
3мол%FeSe+97мол%CuInSe ₂	$1.2 \cdot 10^6$	$1.83 \cdot 10^{19}$	$7.63 \cdot 10^{-7}$	0.031	$5.27 \cdot 10^{17}$
5мол%FeSe+95мол%CuInSe ₂	$4.03 \cdot 10^6$	$4.9 \cdot 10^{18}$	$1.09 \cdot 10^{-6}$	0.036	$1.8 \cdot 10^{17}$
10мол%FeSe+90мол%CuInSe ₂	$1.3 \cdot 10^6$	$1.91 \cdot 10^{19}$	$7.34 \cdot 10^{-6}$	0.030	$6 \cdot 10^{17}$

При проведении соответствующих расчетов плотность локализованных состояний $g(E_F)$ определялась по формуле (4), а для радиуса локализации было взято значение $a = 20 \text{ \AA}$.

4. Заключение

Таким образом, анализ данных температурной зависимости электропроводности указывает на возможность реализации в поликристаллических твердых растворах $(CuInSe_2)_{1-x}(FeSe)_x$ $x=0.03, 0.05, 0.1$ прыжкового механизма проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми.

Литература

- [1]. Коутса Т., Микина Дж.М. Современные проблемы полупроводниковой энергетики. /Под. ред. Мир, 1988, 307с.
- [2]. Боднар И.В., Рудь В.Ю., Ю.В. Рудь. Фотоэлектрические свойства барьеров Шотки In/n-CuInSe₂ //Журнал прикладной спектроскопии. 2006, т.73, №4, с.502
- [3]. Гаджиев Т.М., Бабаев А.А., Магомедова Дж.Х., Хохлачев П.П. Свойства пленок CuInSe₂, полученных методами селенизации и квазирунных осаждения//Неорганические материалы. 2008, т.44. №12, с.1436.
- [4]. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.. Электронные свойства легированных полупроводников (М., Наука, 1979)
- [5]. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах (М., Мир, 1974).

Dizayn və
Kompyuterdə sahifələmə:

Nərmin Məmmədova

FİZİKANIN MÜASİR PROBLEMƏRİ

VII Respublika elmi konfransının

MATERİALLARI

*“Opto-, nanoelektronika, kondensə olunmuş mühit
və yüksək enerjilər fizikası”*

(20-21 dekabr 2013)

“PROPOLİS” MMC mətbəəsində hazır formalardan çap edilmişdir.

Format: A4, Həcmi: 40,85 ş.ç.v. Çapa imzalandı 15.12.2013

Tiraj 150 ədəd. Qiyməti 15 man.