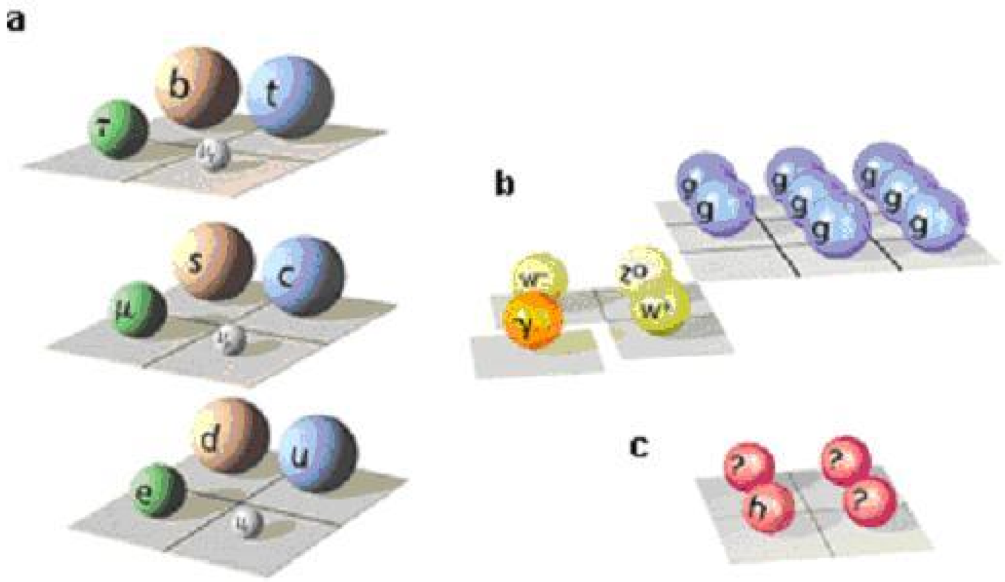


IV BÖLMƏ

NƏZƏRİ VƏ RİYAZİ FİZİKA, YÜKSƏK ENERJİLƏR FİZİKASI, ASTROFİZİKA VƏ EKO-ELMLƏR

LEPTON-NUKLON DƏRİN QEYRİ-ELASTİKİ SƏPİLMƏSİNDƏ HİQQS BOZONUN YARANMASI

S.Q. Abdullayev, L.A. Ağamalıyeva, M.Ş. Qocayev

Bakı Dövlət Universiteti

ag.leyla@hotmail.com, m_qocayev@mail.ru

Standart Model çərçivəsində lepton-nuklon dərin qeyri-elastiki $lN \Rightarrow lHX$, $lN \Rightarrow v_l HX$, $v_{«} N \Rightarrow v_{«} HX$, $v_{«} N \Rightarrow «HX$ səpilmə proseslərində skalyar Hiqqs bozonun ZZ- və WW-bozonların birləşməsi nəticəsində yaranması mexanizmləri ətraflı öyrənilmişdir. Kvark-parton modeli çərçivəsində göstərilmişdir ki, $lq \Rightarrow lqH$ prosesi $l_L q_L \Rightarrow l_L q_L H$, $l_L q_R \Rightarrow l_L q_R H$, $l_R q_L \Rightarrow l_R q_L H$ və $l_R q_R \Rightarrow l_R q_R H$ spiral proseslərinə uyğun dörd spiral amplitudla (F_{LL}, F_{LR}, F_{RL} və F_{RR}), neytrino-kvark səpilməsində Hiqqs bozonun yaranması prosesi $v_{«} q_L \Rightarrow v_{«} q_L H$ və $v_{«} q_R \Rightarrow v_{«} q_R H$ spiral proseslərinə uyğun iki spiral amplitudla (F_{LL} və F_{LR}) təsvir olunur. WW-bozonların birləşməsi nəticəsində Hiqqs bozonun doğulması prosesinə isə yalnız bir spiral amplitud uyğun gəlir. Göstərilən spiral proseslərin effektiv kəsikləri və tam effektiv kəsik üçün analitik ifadələr alınmış, kvarkların nuklon daxilində paylanma funksiyalarından istifadə etməklə, effektiv kəsiyin x dəyişənindən asılılıq qrafikləri qurulmuşdur.

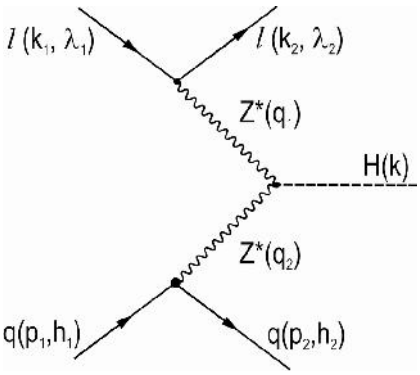
Standart Modelin (SM) mühüm müddəalarından biri skalyar Hiqqs bozonun varlığını əvvəlcədən söyləməsi olmuşdur. 2012-ci ildə Böyük Hadron Kollayderində ATLAS və CMS kollaborasiyaları tərəfindən aparılan eksperimentlərdə Hiqqs bozon kəşf edildi və onun kütləsinin 125 GeV tərtibində olması müəyyən edildi. Hiqqs bozonun kəşfi ilə əlaqədar olaraq onun müxtəlif yaranma və çevrilmə kanallarının nəzəri öyrənilməsi mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Bu məqsədlə təqdim olunan işdə lepton-nuklon dərin qeyri-elastiki səpilmə proseslərində Hiqqs bozonun ZZ - və WW -bozonların birləşməsi nəticəsində yaranması mexanizmləri öyrənilmişdir:

$$l + N \Rightarrow l + H + X\,, \qquad (1) \qquad\qquad v_{«} + N \Rightarrow v_{«} + H + X\,, \qquad (3)$$

$$l + N \Rightarrow v_l + H + X\,, \qquad (2) \qquad\qquad v_{«} + N \Rightarrow « + H + X\,, \qquad (4)$$

burada l –yüklü lepton (e və ya $«$), v_l –uyğun leptonun neytrinosu (v_e və ya $v_{«}$), X isə qeydə alınmayan hadronlar sistemidir.

ZZĜH mexanizmi. Kvark-parton modelinə görə, (1) prosesi yüklü lepton-kvark (antikvark) səpilməsində Hiqqs bozonun yaranması ilə əlaqədardır: $l + q \Rightarrow l + q + H$, $l + \bar{q} \Rightarrow l + \bar{q} + H$.



Şəkil 1. $lq \Rightarrow lqH$ prosesinin Feynman diaqramı.

$lq \Rightarrow lqH$ prosesinin Feynman diaqramı 1-ci şəkildə təsvir edilmişdir (mötərizələrdə zərrəciklərin 4-ölçülü impulslar və spirallıqlar göstərilmişdir).

Məlumdur ki, fundamental fermionun (leptonun və ya kvarkın) Z bozonla və Z-bozonların Hiqqs bozonla qarşılıqlı təsir laqranjianları aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$L_{ffZ} = \frac{e}{2\sin^{-}_{W} \cdot \cos^{-}_{W}} \bar{f}¥_{«}[g_L(f)(1+¥_5)+g_R(f)(1-¥_5)]f \cdot Z_{«}\,, \qquad (5)$$

$$L_{ZZH} = \frac{eM_Z}{2\sin\bar{}_W \cdot \cos\bar{}_W} Z_{«} Z_{\circ} g_{«\circ} H(k)\,,$$

burada

$$g_L(f) = I_3(f) - Q_f \sin^2\bar{}_W\,, \qquad g_R(f) = -Q_f \sin^2\bar{}_W \tag{6}$$

– fermionun Z-bozonla sol və sağ rabitə sabitləri, $\bar{}_W$ – Vaynberq bucağı, $I_3(f)$ və Q_f – fermionun zəif izospininin üçüncü proyeksiyası və elektrik yüküdür.

$lq \Rightarrow lqH$ prosesinə dörd spiral amplitud uyğun gəlir: F_{LL}, F_{LR} , F_{RL} və F_{RR} (burada birinci və ikinci indekslər leptonla kvarkın spirallıqlarını göstərir). Həmin spiral amplitudlar aşağıdakı proseslərə uyğundur:

$$l_L + q_L \Rightarrow l_L + q_L + H\,, \qquad l_L + q_R \Rightarrow l_L + q_R + H\,,$$
$$l_R + q_L \Rightarrow l_R + q_L + H\,, \qquad l_R + q_R \Rightarrow l_R + q_R + H$$

və

$$\begin{aligned} F_{LL} &= D_1 D_2 g_L(e) g_L(q), & F_{LR} &= D_1 D_2 g_L(e) g_R(q), \\ F_{RL} &= D_1 D_2 g_R(e) g_L(q), & F_{RR} &= D_1 D_2 g_R(e) g_R(q) \end{aligned} \tag{7}$$

ifadələri ilə təyin edilir.

Ayrı-ayrı spiral proseslərin effektiv kəsiklərinin ifadələri əsasında $lq \Rightarrow lqH$ prosesinin başlanğıc zərrəciklərin spirallıqlarına görə ortalanmış, son zərrəciklərin spirallıqlarına görə isə cəmlənmiş tam effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır:

$$\pm(lq \Rightarrow lqH) = \frac{1}{4}\left[\pm(l_L q_L \Rightarrow l_l q_L H) + \pm(l_L q_R \Rightarrow l_L q_R H) + \pm(l_R q_L \Rightarrow l_R q_L H) + \pm(l_R q_R \Rightarrow l_R q_R H)\right] =$$

$$= \frac{1}{16 M_Z^2}\left(\frac{\sim}{x_w(1-x_w)}\right)^3 [g_L^2(e) + g_R^2(e)][g_L^2(q) + g_R^2(q)] \cdot f(r_H). \tag{8}$$

Burada

$$f(r_H) = (1 + r_H)\ln\frac{1}{r_H} - 2 + 2r_H \tag{9}$$

funksiyası daxil edilmiş, $r_H = M_H^2/\hat{s}$ və M_H – Hiqqs bozonun kütləsidir.

Lepton-antikvark səpilməsinin ($l\bar{q} \Rightarrow l\bar{q}H$) effektiv kəsiyi də eynilə (8) ifadəsi ilə verilir.

Neytrino-nuklon dərin qeyri-elastiki səpilməsində Hiqqs bozonun yaranması prosesi $(v_{«} N \Rightarrow v_{«} HX)$ də $ZZ \Rightarrow H$ mexanizmi hesabına baş verir və onun kvark-parton alt prosesi

$$v_{«}(k_1) + q(p_1, h_1) \Rightarrow v_{«}(k_2) + q(p_2, h_2) + H(k)$$

reaksiyasıdır. Kvark-parton prosesinə iki spiral amplitud uyğun gəlir: F_{LL} və F_{LR} (neytrino sol polyarizə olunmuş zərrəcikdir). Həmin spiral amplitudlar $v_{«} + q_L \Rightarrow v_{«} + q_L + H$, $v_{«} + q_R \Rightarrow$ $\Rightarrow v_{«} + q_R + H$ proseslərini təsvir edir və

$$F_{LL} = D_1 D_2 g_L(v) g_L(q)\,, \qquad F_{LR} = D_1 D_2 g_L(v) g_R(q) \tag{10}$$

ifadələri ilə təyin edilir.

Ayrı-ayrı spiral proseslərin effektiv kəsiklərinin ifadələri əsasında $v_{«} q \Rightarrow v_{«} qH$ prosesinin tam effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır:

$$\pm(v_{«}q \Rightarrow v_{«}qH) = \frac{1}{16M_Z^2}\cdot\left(\frac{\sim}{x_w(1-x_w)}\right)^3 g_L^2(v)[g_L^2(q)+g_R^2(q)]\cdot f(r_H) \qquad (11)$$

Neytrino-antikvark səpilməsinin $v_{«}\bar{q} \Rightarrow v_{«}\bar{q}H$ effektiv kəsiyi də (11) düsturu ilə hesablanır.

***WW*Ĝ *H* mexanizmi.** Lepton-nuklon dərin qeyri-elastiki səpilmə prosesində Hiqqs bozon W-bozonların birləşməsi mexanizmi $WW \Rightarrow H$ nəticəsində də yarana bilər. Belə (2) və (4) proseslərə uyğun kvark-parton alt proseslər

$$l + q \Rightarrow v_l + q' + H\,, \qquad v_{«} + q \Rightarrow « + q' + H$$

ola bilər və onlara uyğun Feynman diaqramı 2-ci şəkildə verilmişdir.

Yüklü zəif cərəyanlara sol polyarizə olunmuş zərrəciklər daxil olduğundan bir spiral amplitud sıfırdan fərqlənir: $l_L q_L \Rightarrow v_L q'_L H$.

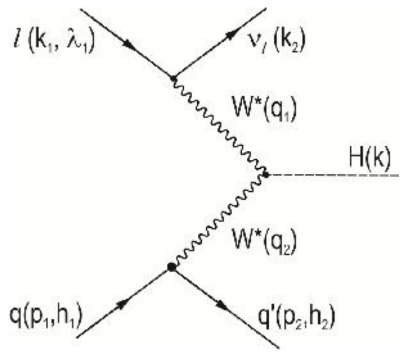
$lq \Rightarrow v_l q'H$ prosesinin tam effektiv kəsiyi üçün alınmış ifadə

$$\pm(lq \Rightarrow v_l q'H) = \frac{|U_{qq'}|^2}{16M_W^2}\left(\frac{\sim}{x_w}\right)^3 \cdot f(r_H) \qquad (12)$$

şəklindədir. Burada $U_{qq'} = \cos^{-}{}_C$ ($u \Leftrightarrow d$ keçidində) və ya $\sin^{-}{}_C$ ($u \Leftrightarrow s$ keçidində) ola bilər, $^{-}{}_C$ – Kabibbo bucağı, M_W – W-bozonun kütləsidir.

Analoji şəkildə $v_{«} + q \Rightarrow « + q' + H$ prosesinin də effektiv kəsiyi hesablanmışdır:

$$\pm(v_{«}q \Rightarrow «q'H) = \frac{|U_{qq'}|^2}{16M_W^2}\left(\frac{\sim}{x_w}\right)^3 f(r_H). \qquad (13)$$



Şəkil 2. $lq \Rightarrow v_l q'H$ prosesinin Feynman diaqramı

Nəticələrin müzakirəsi. Kvark-parton proseslərinin effektiv kəsikləri məlum olduqda lepton-nuklon dərin qeyri-elastiki səpilmə zamanı Hiqqs bozonun yaranması proseslərinin effektiv kəsiklərini asanlıqla hesablaya bilərik:

$$\frac{d\pm}{dx}(lN \Rightarrow lHX) = \sum_q q(x)\pm(lq \Rightarrow lqX) =$$

$$= \frac{1}{16M_Z^2}\left(\frac{\sim}{x_w(1-x_w)}\right)^3 [g_L^2(e)+g_R^2(e)]\sum_q q(x)[g_L^2(q)+g_R^2(q)]\cdot f(r_H); \qquad (14)$$

$$\frac{d\pm}{dx}(lN \Rightarrow v_l HX) = \sum_q\sum_{q'} q(x)\pm(lq \Rightarrow v_l q'H) = \frac{1}{16M_W^2}\left(\frac{\sim}{x_w}\right)^3 \sum_q\sum_{q'}|U_{qq'}|^2 q(x) f(r_H); \qquad (15)$$

$$\frac{d\pm}{dx}(v_{«}N \Rightarrow v_{«}HX) = \sum_q q(x)\pm(v_{«}q \Rightarrow v_{«}qH) =$$

$$= \frac{1}{16M_Z^2}\left(\frac{\sim}{x_w(1-x_w)}\right)^3 g_L^2(v)\sum_q q(x)[g_L^2(q)+g_R^2(q)]\cdot f(r_H); \qquad (16)$$

$$\frac{d\pm}{dx}(v_{«} N \Rightarrow «HX) = \sum_{q}\sum_{q'} q(x)\pm (v_{«} q \Rightarrow «Hq') = \frac{1}{16M_W^2}\left(\frac{\sim}{x_w}\right)^3 \sum_{q}\sum_{q'} \left|U_{qq'}\right|^2 q(x) f(r_H). \quad (17)$$

Burada cəmlənmə nuklonun tərkibindəki bütün kvark və antikvarkların sayı üzrə aparılır, $q(x)$ – nuklon daxilində kvarkın (antikvarkın) paylanma funksiyasıdır. Ədədi hesablamalar $« + p \Rightarrow « + H + X$, $« + p \Rightarrow v_{«} + H + X$, $v_{«} + p \Rightarrow v_{«} + H + X$ və $v_{«} + p \Rightarrow v_{«} + H + X$ proseslri üçün aparılmışdır. Müon (neytrino)-proton sisteminin tam enerjisi $\sqrt{s} = 500\,GeV$, Hiqqs bozonun kütləsi $M_H = 125\,GeV$, Vaynberq parametri $x_w = 0{,}232$ olduğu hesab edilmişdir. Proton daxilində kvarkların və antikvarkların paylanma funksiyaları ədəbiyyatdan götürülmüşdür.

3-cü şəkildə müon-proton $« + p \Rightarrow « + H + X$ dərin qeyri-elastiki səpilmə prosesinin effektiv kəsiyinin x dəyişənindən asılılıq qrafiki verilmişdir. Hesablamalarda aralıq *Z*-bozonun kütləsi $M_Z = 91{,}1875\,GeV$ qəbul edilmişdir.

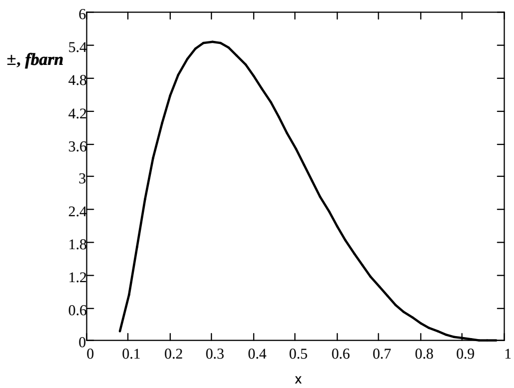
Göründüyü kimi, x dəyişəninin artması ilə effektiv kəsik artır və $x \approx 0{,}31$ olduqda maksimal qiymətini alır, x dəyişəninin sonrakı artması ilə effektiv kəsik monoton olaraq sıfra qədər azalır.

4-cü şəkildə $x \approx 0{,}31$ və $M_H = 125\,GeV$ olduqda $« + p \Rightarrow « + H + X$ prosesinin effektiv kəsiyinin enerjidən asılılıq qrafiki verilmişdir. Qrafikə görə, enerjinin artması ilə effektiv kəsiyin artması müşahidə olunur.

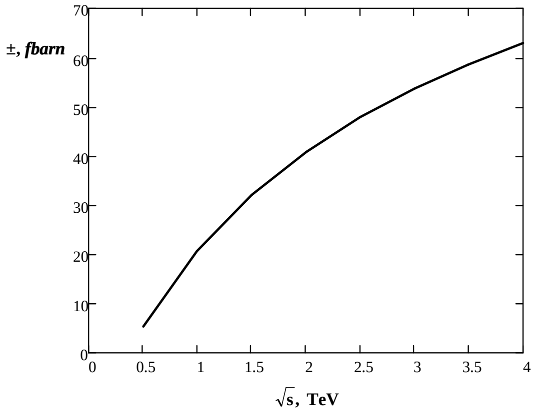
Müon-proton dərin qeyri-elastiki səpilmə prosesində Hiqqs bozonun yaranması prosesinin effektiv kəsiyinin M_H kütləsindən asılılıq qrafiki 5-ci şəkildə nümayiş etdirilmişdir.

Qrafikdən göründüyü kimi, Hiqqs bozonun kütləsinin artması ilə prosesin effektiv kəsiyi azalır. Hesablamalarda $\sqrt{s} = 500\ GeV$ və $x \approx 0{,}31$ olduğu qəbul edilmişdir.

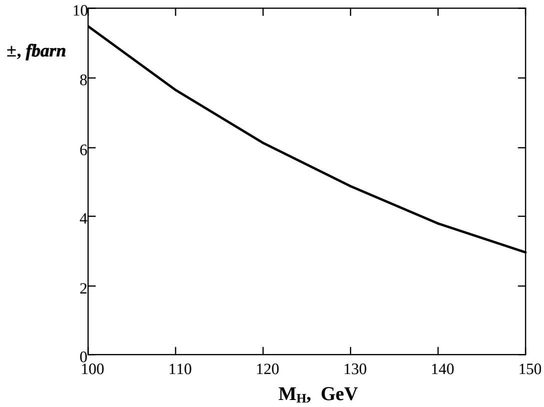
Analoji olaraq, $v_{«} + p \Rightarrow \neg_{«} + H + X$, $v_{«} + p \Rightarrow « + H + X$ və $« + p \Rightarrow \neg_{«} + H + X$ prosesləri üçün də müvafiq asılılıqlar tədqiq edilmiş və nəticələr qrafik təsvir olunmuşdur.



Şəkil 3. $«p \Rightarrow «HX$ prosesinin effektiv kəsiyinin x-dən asılılığı



Şəkil 4. « $p \Rightarrow$ « $H\ X$ prosesinin effektiv kəsiyinin enerjidən asılılığı



Şəkil 5. « $p \Rightarrow$ « $H\ X$ prosesinin effektiv kəsiyinin
Hiqqs bozonun kütləsindən asılılığı

HİQQS BOZONUN ÇEVRİLMƏ KANALLARI

S.Q. Abdullayev, M.Ş. Qocayev

Bakı Dövlət Universiteti

s_abdullayev@mail.ru, m_qocayev@mail.ru

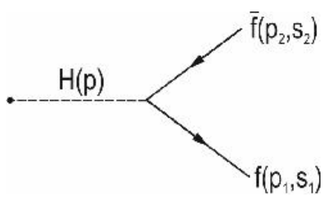
Böyük Hadron Kollayderində 2012-ci ildə ATLAS и CMS kollaborasiyaları tərəfindən aparılan təcrübələrdə kütləsi 125 *GeV* olan Hiqqs bozonun varlığı aşkarlandı. Yeni skalyar bozonun digər zərrəciklərlə əlaqə sabitlərinin dəqiq ölçülməsi bu zərrəciyin Standart Modelin Hiqqs bozonu olub-olmaması məsələsinə aydınlıq gətirə bilər. Bu nöqteyi-nəzərdən Hiqqs bozonun müxtəlif çevrilmə və doğulma kanallarının nəzəri tədqiqinə maraq xeyli artmışdır.

Təqdim olunan iş Hiqqs bozonun müxtəlif çevrilmə kanallarının tədqiqinə həsr olunmuşdur. Bu məqsədlə aşağıdakı proseslərə baxılmışdır:

$H \to f + \bar{f}$, (1) $H \to Z + f + \bar{f}$, (2) $H \to W + f + \bar{f}'$, (3)

$H \to ¥ + ¥$, (4) $H \to ¥ + Z$. (5) $H \to g + g$. (6)

Hiqqs bozonun leptonlara (kvarklara) çevrilməsi. (1) prosesinin Feynman diaqramı şəkil 1-də göstərilmişdir (mötərizədə zərrəciklərin 4-impulsu və polyarizasiya vektorları verilmişdir).



Şək. 1. $H \to f\bar f$ prosesinin Feynman diqaramı

Ədəbiyyatda eyni zamanda psevdoskalyar A bozonu da nəzərdən keçirilir. Bu məqsədlə elə Φ bozonu götürülür ki, onun fermion cütü ilə qarşılıqlı təsiri eyni zamanda həm CP-cüt və həm də CP-tək hissələrə malik olsun:

$$M(\Phi \to f\bar f) = \frac{m_f}{\upsilon}[\bar u(p_1,s_1)(a+b\gamma_5)\upsilon(p_2,s_2)]\Phi(p). \tag{7}$$

Burada m_f – fermionun kütləsi, $\upsilon = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246\ GeV$ – Hiqqs bozon sahəsinin vakuum qiyməti, G_F – zəif qarşılıqlı təsirin Fermi sabiti, $\Phi(p)$ – Φ-bozonun vahidə normallaşmış dalğa funksiyası, a və b – ixtiyari sabitlərdir.

(7) ifadəsi əsasında $\Phi \to f\bar f$ prosesinin çevrilmə ehtimalı üçün ifadə alınmış və müəyyən olunmuşdur ki, eninə polyarlaşmış fermion-antifermion cütünün spinləri paralel olduqda Φ-bozon CP-cüt, antiparalel olduqda isə CP-tək qarşılıqlı təsir hesabına çevrilir. Φ-bozonun uzununa polyarlaşmış fermion-antifermion cütünə çevrilməsi isə fermion və antifermionun eyni spirallığa malik olduğu halda mümkündür.

Φ-bozonun fermion-antifermion cütünün spin halları üzrə cəmlənmiş çevrilmə ehtimalı aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

a) skalyar Hiqqs bozonu üçün –

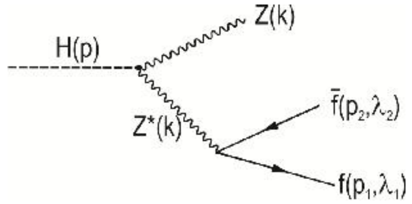
$$\Gamma(H \Rightarrow f\bar f) = \frac{G_F N_C}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_f^2 \beta_f^3; \tag{8}$$

b) psevdoskalyar A bozonu üçün –

$$\Gamma(A \Rightarrow f\bar f) = \frac{G_F N_C}{4\sqrt{2}\pi} M_A m_f^2 \beta_f, \tag{9}$$

burada M_H və M_A – uyğun olaraq skalyar və psevdoskalyar bozonların kütlələri, N_C – rəng vuruğu (leptonlar üçün $N_C = 1$, kvarklar üçün $N_C = 3$), $\beta_f = \sqrt{1-4m_f^2/M_\Phi^2}$ –fermionun sürətidir. Nəticələr əsasında müxtəlif proseslərin çevrilmə eninin Hiqqs bozonun kütləsindən asılılığı tədqiq edilmiş və qrafik asılılıqlar qurulmuşdur.

Hiqqs bozonun *Z*(*W*)-bozon və fermion cütünə çevrilməsi. Enerji-impulsun saxlanması qanununa görə Hiqqs bozon $H \to ZZ^* \to Zf\bar f$, $H \to WW^* \to Wf\bar f'$ kanalları üzrə çevrilə bilər (burada Z^* və W^* –virtual bozonlardır). Əvvəlcə $H \to ZZ^*$ prosesinə baxılmışdır (şəkil 2) (mötərizədə zərrəciklərin 4-impulsları; fermionun və antifermionun spirallıqları (λ_1, λ_2) göstərilmişdir).



Şək. 2. $H \to Zf\bar f$ prosesinin Feynman diaqramı

Hiqqs bozonun çevrilməsinin tam ehtimalı üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır:

$$\Gamma(H \Rightarrow Zf\bar{f}) = \frac{e^2 N_C}{384®^3} \cdot \left(\frac{M_Z}{¦}\right)^2 \cdot M_H \cdot \frac{g_L^2(f) + g_R^2(f)}{x_W(1-x_W)} \cdot R(x). \qquad (10)$$

Burada $g_L(f) = I_3(f) - Q_f \sin^2 ¯_W$, $g_R(f) = -Q_f \sin^2 ¯_W$ – fermionun neytral Z-bozonu ilə sol və sağ əlaqə sabitləri, $¯_W$ – Vaynberq bucağı, $x_W = \sin^2 ¯_W$ – Vaynberq parametri,

$$R(x) = \frac{3(20x^2 - 8x + 1)}{\sqrt{4x-1}} \arccos\left(\frac{3x-1}{2x\sqrt{x}}\right) - \frac{3}{2}(4x^2 - 6x + 1)\ln x - \frac{1-x}{2x}(47x^2 - 13x + 2) \quad (11)$$

və $x = (M_Z / M_H)^2$.

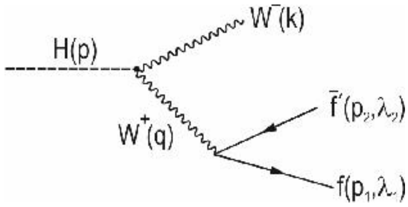
$\sum_f N_C[g_L^2(f) + g_R^2(f)]$ ifadəsini məlum fermionlar üzrə (t-kvarkdan başqa) cəmləməklə bütün mümkün $H \Rightarrow Zf\bar{f}$ kanalları üzrə Hiqqs bozonun tam çevrilmə eni üçün aşağıdakı ifadəni yazmaq olar:

$$\Gamma_{tot}(H \to ZZ^*) = \frac{\sim}{32®^2} \cdot \frac{M_H}{x_W(1-x_W)} \left(\frac{M_Z}{¦}\right)^2 \left(\frac{7}{4} - \frac{10}{3}x_W + \frac{40}{9}x_W^2\right) \cdot R(x). \qquad (12)$$

Eyni qayda ilə hesablamalar aparmaqla Hiqqs bozonun $H \to WW^* \to Wf\bar{f}'$ kanalı üzrə çevrilməsinin ($f = \nu_e, \nu_«, \nu_², u, c$, $\bar{f}' = e^+, «^+, ²^+, \bar{d}, \bar{s}$) (şəkil 3) tam eni üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır.

$$\Gamma(H \to WW^*) = \frac{3\sim}{32®^2} \frac{M_H}{x_W} \left(\frac{M_W}{¦}\right)^4 \cdot R(x), \qquad (13)$$

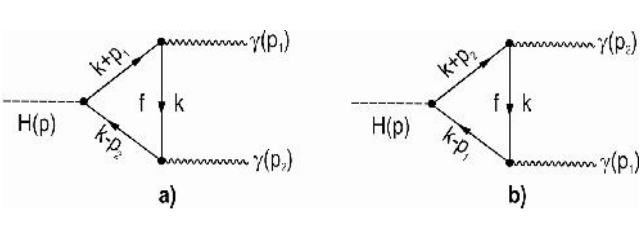
burada $R(x)$ funksiyası $x = (M_W / M_H)^2$ nəzərə alınmaqla (11) ifadəsi ilə hesablanır.



Şək. 3. $H \to W^- f\bar{f}'$ prosesinin Feynman diaqramı

Alınmış (12) və (13) ifadələri əsasında Hiqqs bozonun $H \Rightarrow Zf\bar{f}$ və $H \to Wf\bar{f}'$ sxemləri üzrə çevrilmə eninin Hiqqs bozonun kütləsindən asılılığı tədqiq edilmiş və nəticələr qrafik təsvir olunmuşdur.

Hiqqs bozonun fotonlara çevrilməsi. Fotonlar (qlüonlar) kütləsiz zərrəciklər olduğundan, $H \to ¥¥$ çevrilməsi virtual yüklü zərrəciklər hesabına şəkil 4-də təsvir olunmuş üçbucaqlı diaqramlar üzrə baş verir.



Şək. 4. $H \to ¥¥$ prosesinin Feynman diaqramları

Qradiyent invariantlığına əsasən $H \to ¥¥$ çevrilməsinin matris elementi

$$M(H \to ¥¥) = A^{¥} a_«^{*(1)} a_¬^{*(2)} [p_{2«} p_{1¬} - (p_1 \cdot p_2) g_{«¬}], \qquad (13)$$

şəklində yazıla bilər. Burada $a_{\mu}^{*(1)}$ və $a_{\nu}^{*(2)}$ – fotonların 4-ölçülü polyarlaşma vektorları, p_1 və p_2 – uyğun impulslar, $A^{\gamma} = A_f^{\gamma} + A_W^{\gamma}$ isə fermion və W-бозон diaqramlarının (ilgəklərinin) amplituda verdiyi payı xarakterizə edən həddir.

γ-kvantların sirkulyar polyarizasiyaları üzrə cəmləmə aparmaqla və fermion və W-bozon ilgəklərinin amplituda verdiyi payı nəzərə almaqla $H \to \gamma\gamma$ çevrilmə prosesinin ehtimalı üçün ifadəni aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 M_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f N_C Q_f^2 A_f^{\gamma}(\tau_f) + A_W^{\gamma}(\tau_W) \right|^2 . \quad (14)$$

Göründüyü kimi, $H \to \gamma\gamma$ çevrilməsinin eni Hiqqs bozonun kütləsinin artması ilə artır.

Hiqqs bozonun fotona və Z-bozona çevrilməsi. Hiqqs bozonun $H \to \gamma Z$ sxemi üzrə çevrilməsi də mümkündür. Prosesin matris elementini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$M(H \to \gamma Z) = A^Z e_{\mu}^* U_{\nu}^* [p_{2\mu} p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2) g_{\mu\nu}]. \quad (15)$$

Burada e_{μ}^* və U_{ν}^* – uyğun olaraq γ-kvantın və Z-bozonun 4-ölçülü polyarizasiya vektorları, $A^Z = A_f^Z + A_W^Z$ isə fermion və W-бозон diaqramlarının (ilgəklərinin) amplituda verdiyi payı xarakterizə edən həddir.

$H \to \gamma Z$ prosesinin çevrilmə eni üçün alınmış ifadə aşağıdakı şəkildədir:

$$\Gamma(H \to \gamma Z) = \frac{1}{32\pi} \left(\frac{g\alpha}{\pi M_W} \cdot \frac{N_C Q_f}{\cos\theta_W} \cdot g_V(f) \right)^2 M_H^3 \left(1 - \frac{M_Z^2}{M_H^2} \right)^3 \cdot \left| I_f \right|^2 . \quad (16)$$

Hiqqs bozonun iki qlüona çevrilməsi. Hiqqs bozonun $H \to gg$ sxemi üzrə çevrilməsi ehtimalı üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır:

$$\Gamma(H \to gg) = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \left(\frac{m_f^2}{\upsilon} \right)^2 \frac{I_0^2}{M_H}, \quad (17)$$

burada $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ – güclü qarşılıqlı təsir sabitidir. Hiqqs bozonun kütləsi $M_H = 125$ *ГэВ* olduqda $H \to gg$ çevrilməsinin parsial eni $\Gamma(H \to gg) \sim 0{,}2$ *MeV* təşkil edir və Hiqqs bozonun kütləsinin artması ilə artır, məsələn, $M_H \approx 400$ *GeV* olduqda $\Gamma(H \to gg) \sim 10$ *MeV*-a bərbər olur.

Standart Model çərçivəsində Hiqqs bozonun müxtəlif mümkün çevrilmə kanallarının amplitudu və ehtimalları üçün alınmış analitik ifadələrdən və tədqiq olunmuş asılılıqlardan görünür ki, Hiqqs bozonun kütləsi 100 *GeV*$\leq M_H \leq$130 *GeV* aralığında olarsa, əsas proses $H \to b\bar{b}$ çevrilməsidir. Məsələn, $M_H = 120$ *GeV* olduqda müxtəlif çevrilmə kanallarının nisbi ehtimalları $B(b\bar{b}) = \frac{\Gamma(H \to b\bar{b})}{\Gamma(H \to \text{щамысы})} \approx 68\%$, $B(\tau^-\tau^+) \approx 7\%$, $B(c\bar{c}) \approx 3\%$, $B(gg) \approx 7\%$, $B(WW^*) = 13\%$, $B(ZZ^*) \approx 2\%$ təşkil edir, digər çevrilmə kanalları isə zəifdir.

Hiqqs bozonun kütləsinin artması ilə $H \to WW^*$ və $H \to ZZ^*$ çevrilmələrinin ehtimalı artır, digər çevrilmələrin ehtimalı isə azalır. Məsələn, M_H=300 *GeV* olduqda $B(WW^*) \approx 69\%$, $B(ZZ^*) \approx 30\%$.

$e^-e^+ \Rightarrow hX$ PROSESİNDƏ ELEKTROZƏİF ASİMMETRİYALAR

S.Q. Abdullayev, A.S. Quliyeva

Bakı Dövlət Universiteti

s_abdullayev@mail.ru, ayte191@box.az

Elektron-pozitron annihilyasiyasında hadronların yaranması həm nəzəri, həm də təcrübi tədqiqatlarda mühüm yer tutur. Xüsusən uzununa polyarlaşmış elektron-pozitron cütünün annihilyasiyasında son hadronların birinin qeydə alındığı proseslər

$$e^- + e^+ \Rightarrow h + X \tag{1}$$

hadronların quruluşunun öyrənilməsində və müxtəlif modellərin yoxlanılmasında, müstəsna əhəmiyyətə malikdir, burada X – qeydə alınmayan hadronlar sistemidir.

Kvart-parton modelinə (KPM) görə, həmin proseslər iki mərhələdə baş verir. Birinci mərhələdə, e^-e^+-cütü əvvəlcə özlərini sərbəst aparan kvark-antikvark cütünə çevrilir. İkinci mərhələdə isə kvarkla antikvark bir-birindən uzaqlaşdıqca güclənən qlüon sahəsi vakuumdan yeni kvark-antikvark cütləri yaradır. Həmin zərrəciklər də öz növbəsində ilkin kvarklara qoşulur və onların rənglərini neytrallaşdıraraq, hadronların yaranmasına səbəb olur.

İnkluziv hadronun yaranması prosesi aralıq fotonun və Z^0-bozonun mübadiləsi ilə baş verir. Lakin e^-e^+-cütünün enerjisi Z^0-bozonun kütləsinə yaxın olan oblastda ($\sqrt{s} \sim M_Z$) Z^0-bozonla mübadilə diaqramı həlledici rol oynayır və bu halda prosesin invariant amplitudunu

$$M(e^-e^+ \Rightarrow hX) = \frac{e^2}{\sin 2\theta_w} \cdot D_Z \bar{v}(p_2)\gamma_\mu [g_L(e)(1+\gamma_5) + g_R(e)(1-\gamma_5)]u(p_1) \cdot \langle hX \mid J_\mu \mid 0 \rangle \tag{2}$$

şəklində yazmaq olar, burada $D_Z(s) = 1/(s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z)^{-1}$, p_1 və p_2 elektronla pozitronun 4-ölçülü impulsları, $s = (p_1 + p_2)^2$ – kütlə mərkəzi sistemində elektronla pozitronun enerjiləri cəminin kvadratı, Γ_Z – Z^0-bozonun tam eni, J_μ – $Z^0 \Rightarrow h + X$ keçidini təsvir edən zəif hadron cərəyanı, $g_L(e)$ və $g_R(e)$ – elektronun Z^0-bozonla qarşılıqlı təsirinin sol və sağ rabitə sabitləri

$$g_L(e) = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W, \qquad g_R(e) = \sin^2\theta_W, \tag{3}$$

θ_W – Vaynberq parametridir.

(1) prosesinin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \Rightarrow hX)}{dx d\Omega} = \frac{\alpha^2}{32x_w(1-x_w)} |D_Z|^2 \; xL_{\mu\nu}\overline{H}_{\mu\nu}, \tag{4}$$

burada $x = 2E_h/\sqrt{s}$ – hadronun enerjisinin elektronun enerjisinə nisbəti, və $\Omega(\theta,\varphi)$ – hadronun sürəti və çıxış cisim bucağı, $L_{\mu\nu}$ və $\overline{H}_{\mu\nu}$ – elektron və hadron tenzorları, $x_W = \sin^2\theta_W$ – Vaynberq parametridir.

Uzununa polyarlaşmış zərrəciklər halında elektron tenzoru invariant amplitud (2) əsasında asanlıqla hesablanır:

$$L_{\mu\nu} = \{[(g_L^2(e) + g_R^2(e)](1-\lambda_1\lambda_2) + [(g_L^2(e) - g_R^2(e)](\lambda_2 - \lambda_1)L_{\mu\nu}^{(s)} +$$
$$+[(g_L^2(e) - g_R^2(e)(1-\lambda_1\lambda_2) + (g_L^2(e) + g_R^2(e)(\lambda_2 - \lambda_1)]L_{\mu\nu}^{(A)}\} \qquad (5)$$
$$L_{\mu\nu}^{(s)} = p_{1\mu}p_{2\nu} + p_{2\mu}p_{1\nu} - (p_1\cdot p_2)g_{\mu\nu}, \qquad L_{\mu\nu}^{(A)} = -i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}p_{1\rho}p_{2\sigma},$$

λ_1 və λ_2 – elektronla pozitronun spirallıqlarıdır.

$\overline{H}_{\mu\nu}$ tenzorunun üzərindəki xətt hadronların spin hallarına görə cəmləmənin, impulslarına görə isə inteqrallamanın aparıldığını göstərir:

$$\overline{H}_{\mu\nu} \equiv (2\pi)^3 \int \langle hX \mid J_\mu \mid 0\rangle \langle hX \mid J_\nu \mid o^*\rangle \delta(q - p - P_X)d\Phi_X, \qquad (6)$$

p – hadronun (h) 4-ölçülü impulsu, $q = p_1 + p_2$ – hadronlara ötürülən impuls, P_X və $d\Phi_X$ - qeydə alınmayan hadronların tam impuls və faza həcmidir.

Hadron tenzoru, (6) ifadəsindən göründüyü kimi, yalnız p və q impulslarından asılı olacaqdır:

$$\overline{H}_{\mu\nu} = W_1(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}) + \frac{1}{q^2}(q_\mu - p_\mu\frac{q^2}{(p\cdot q)})(q_\nu - p_\nu\frac{q^2}{(p\cdot q)})W_2 -$$
$$-i\varepsilon_{\mu\nu\rho\beta}\frac{p_\rho q_\beta}{(p\cdot q)}W_3 + \frac{p_\mu q_\nu}{q^2}W_4 + \frac{p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu}{(p\cdot q)}W_5 + i\frac{p_\mu q_\nu - p_\nu q_{\mu\nu}}{(p\cdot q)}W_6 \qquad (7)$$

W_n ($n = 1\div 6$) – hadronların həqiqi struktur funksiyası olub, $x = 2(p\cdot q)/s$ və s. dəyişənlərindən asılıdır.

Elektronun kütləsini nəzərə almadıqda $L_{\mu\nu}$ tenzoru saxlanılır: $L_{\mu\nu}^{ik}q_\mu = L_{\mu\nu}^{ik}q_\nu = 0$ və (1) prosesinin effektiv kəsiyi yalnız W_1, W_2 və W_3 struktur funksiyalardan asılı olacaqdır (hadronun kütləsi nəzərə alınmır):

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \Rightarrow hX)}{dxd\Omega} = \frac{\alpha^2|D_Z|^2}{32x_w}sx\{[(g_L^2(e) + g_R^2(e))(1-\lambda_1\lambda_2) + (g_L^2(e) - g_R^2(e))(\lambda_2 - \lambda_1)]\times$$
$$\times[2W_1 + W_2\sin^2\theta) + 2[(g_L^2(e) - g_R^2(e))(1-\lambda_1\lambda_2) + (g_L^2(e) + g_R^2(e))(\lambda_2 - \lambda_1)]W_3\cos\theta\}. \qquad (8)$$

Effektiv kəsiyin bu düsturu əsasında həm diferensial, həm də inteqral elektrozəif asimmetriyaları ala bilərik. Uzununa polyarlaşmış elektronla polyarizə olunmamış pozitronun annihilyasiyası prosesində (8) effektiv kəsiyini

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \Rightarrow hX)}{dxd\Omega} = \frac{\alpha^2|D_Z|^2}{32x_w(1-x_w)}sx[g_L^2(e) + g_R^2(e)]\times(2W_1 + W_2\sin^2\theta)\times$$
$$\times[1 + A_{FB}(s,x,\theta) - \lambda_1 A_{LR}(s,x,\theta)] \qquad (9)$$

şəklində yazmaq olar. Burada $A_{FB}(s,x.\theta)$ və $A_{LR}(s,x,\theta)$ irəli-geri bucaq asimmetriyası iləsol-sağ spin asimmetriyasıdır:

$$A_{FB}(s,x,¯) = A_e \cdot \frac{2W_3 \cos¯}{2W_1 + W_2 \sin^2 ¯},$$
$$A_{LR}(s,x,¯) = A_e + \frac{2W_3 \cos¯}{2W_1 + W_2 \sin^2 ¯}. \quad (10)$$

burada

$$A_e = \frac{g_L^2(e) - g_R^2(e)}{g_L^2(e) + g_R^2(e)}. \quad (11)$$

İndi $e^- + e^+ \Rightarrow h + X$ prosesinin inteqral asimmetriyalarına nəzər yetirək. Bunlara aşağıdakı elektrozəif asimmetriyalar daxildir:

1) Hadronun irəli-geri bucaq asimmetriyası

$$A_{FB} = \frac{d\pm_F / dx - d\pm_B / dx}{d\pm_F / dx + d\pm_B / dx} = A_e \cdot \frac{3W_3}{2(3W_1 + W_2)}, \quad (12)$$

$d\pm_F / dx$ və $d\pm_B / dx$ – irəli ($\cos¯ > 0$) və geri ($\cos¯ < 0$) yarımsferalarda barionun doğulmasının effektiv kəsikləridir;

2) Elektronun spirallığını nəzərə almaqla hadronun irəli-geri bucaq asimmetriyası

$$A_{FB}(ª_1) = \frac{d\pm_F(ª_1)/dx - d\pm_B(ª_1)/dx}{d\pm_F(ª_1)/dx + d\pm_B(ª_1)/dx} = \frac{A_e - ª_1}{1 - ª_1 A_e} \cdot \frac{3W_3}{2(3W_1 + W_2)}; \quad (13)$$

3) Sol-sağ spin asimmetriyası

$$A_{LR} = \frac{d\pm_L / dx - d\pm_R / dx}{d\pm_L / dx + d\pm_R / dx} = A_e \quad (14)$$

$d\pm_L / dx$ və $d\pm_R / dx$ – $e_L^- + e^+ \Rightarrow h + X$ və $e_R^- + e^+ \Rightarrow h + X$ proseslərinin effektiv kəsikləridir;

4) İrəli-geri spin asimmetriyası

$$\tilde{A}_{FB}(ª_1) = \frac{d\pm_F(ª_1)/dx - d\pm_F(-ª_1)/dx - [d\pm_B(ª_1)/dx - d\pm_B(-ª_1)/dx]}{d\pm_F(ª_1)/dx + d\pm_F(-ª_1)/dx + d\pm_B(ª_1)/dx + d\pm_B(-ª_1)/dx} =$$
$$= ª_1 \cdot \frac{3W_3}{2(3W_1 + W_2)}. \quad (15)$$

Elektrozəif asimmetriyaları qiymətləndirmək üçün KPM əsasında hadronların struktur funksiyalarını təyin edək: struktur funksiyalara əsas pay verən parton prosesləri $e^- e^+$ annihilyasiyasında kvark-antikvark cütünün yaranmasıdır: $e^- + e^+ \Rightarrow (Z^0) \Rightarrow q + \bar{q}$

KPM-də $e^- + e^+ \Rightarrow h + X$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi

$$\frac{d\pm(e^- e^+ \Rightarrow hX)}{dx d\Omega} = \sum_q \frac{d£_q}{d\Omega_q} D_q^h(x) + \sum_{\bar{q}} \frac{d£_{\bar{q}}}{d\Omega_{\bar{q}}} D_{\bar{q}}^{h_B}(x) \quad (16)$$

şəklində yazılır, burada $D_q^{h_B}(x)$ ($D_{\bar{q}}^{h_B}(x)$) –kvarkın (antikvarkın) hadrona fraqmentasiya funksiyası, $d£_q / d\Omega_q$ –elementar parton prosesində kvarkın bucaqlara görə paylanmasını müəyyən edən effektiv kəsikdir:

$$\frac{d£_q}{d\Omega_q} = \frac{\sim^2 N_c s \,|\, D_Z\,|^2}{16x_w^2(1-x_w)^2}\{[(g_L^2(e)+g_R^2(e))(1-ª_1ª_2)+(g_L^2(e)-g_R^2(e))(ª_2-ª_1)]\times$$
$$\times(g_L^2(q)+g_R^2(q))(1+\cos^2¯)+2[(g_L^2(e)-g_R^2(e))(1-ª_1ª_2)+(g_L^2(e)+g_R^2(e))\times$$
$$\times(ª_2-ª_1)](g_L^2(q)-g_R^2(q))\cos¯\} \qquad (17)$$

$N_c=3$ – rəng vuruğu, $g_L(q)=I_3(q)-Q_q\sin^2¯_w$, $g_R(q)=-Q_q\sin^2¯_w$, $I_3(q)$ və Q_q – kvarkın zəif spininin üçüncü proyeksiyası ilə elektrik yüküdür.

(8) və (16) effektiv kəsiklərinin müqayisəsindən hadronların struktur funksiyaları üçün aşağıdakı ifadələri alırıq:

$$xW_1=-xW_2=\frac{2N_c}{x_w(1-x_w)}\sum_q[g_L^2(q)+g_R^2(q)][D_q^h(x)+D_{\bar{q}}^h(x)],$$
$$xW_3=\frac{2N_c}{x_w(1-x_w)}\sum_q[g_L^2(q)-g_R^2(q)][D_q^h(x)-D_{\bar{q}}^h(x)]. \qquad (18)$$

$®^{\pm}-, K^{\pm}-$ və $D^{\pm}-$ mezonların doğulması proseslərində irəli-geri bucaq asimmetriyasının ölçülməsi LEP sürətləndirici mərkəzdə müxtəlif qruplar tərəfindən həyata keçirilmişdir. Yükqoşma və izotop spin invariantlığına görə, fraqmentasiya funksiyaları arasında aşağıdakı münasibətlər olmalıdır:

$$D_u^{®^+}(x)=D_{\bar{d}}^{®^+}(x)=D_d^{®^-}(x)=D_{\bar{u}}^{®^-}(x),$$
$$D_c^{D^+}(x)=D_{\bar{s}}^{D^+}(x)=D_s^{D^-}(x)=D_{\bar{c}}^{D^-}(x),$$
$$D_u^{K^+}(x)=D_{\bar{s}}^{K^+}(x)=D_s^{K^-}(x)=D_{\bar{u}}^{K^-}(x).$$

Bu halda elektrozəif asimmetriyalar fraqmentasiya funksiyalarından asılı olmur:

$$A_{FB}^{®^+}=-A_{FB}^{®^-}=A_{FB}^{K^+}=-A_{FB}^{K^-}=D_{FB}^{D^+}(x)=-D_{FB}^{D^-}(x)=\frac{3}{4}A_e\cdot A_{ud};$$
$$A_{FB}^{®^+}(ª_1=\pm1)=-A_{FB}^{®^-}(ª_1=\pm1)=A_{FB}^{K^+}(ª_1=\pm1)=-A_{FB}^{K^-}(ª_1=\pm1)=$$
$$=A_{FB}^{D^+}(ª_1=\pm1)=-A_{FB}^{D^-}(ª_1=\pm1)=\mp\frac{3}{4}\cdot A_{ud};$$
$$A_{LR}^{®^+}=A_{LR}^{®^-}=A_{LR}^{K^+}=A_{LR}^{K^-}=A_{LR}^{D^+}=A_{LR}^{D^-}=A_e;$$
$$\tilde{A}_{FB}^{®^+}(ª_1)=-\tilde{A}_{FB}^{®^-}(ª_1)=\tilde{A}_{FB}^{K^+}(ª_1)=-\tilde{A}_{FB}^{K^-}(ª_1)=\tilde{A}_{FB}^{D^+}(ª_1)=-\tilde{A}_{FB}^{D^-}(ª_1)=\mp\frac{3}{4}ª_1\cdot A_{ud}.$$

burada

$$A_{ud}=\frac{g_L^2(u)-g_R^2(u)-g_L^2(d)+g_R^2(d)}{g_L^2(u)+g_R^2(u)+g_L^2(d)+g_R^2(d)}.$$

$e^-e^+ \Rightarrow BX$ PROSESİNDƏ HADRONLARIN STRUKTUR FUNKSİYALARI

S.Q. Abdullayev, A.S. Quliyeva

Bakı Dövlət Universiteti

s_abdullayev@mail.ru, ayte1991@box.az

Hadronların daxili quruluşunun öyrənilməsində lepton-nuklon dərin qeyri-elastiki səpilmə (DQES) prosesləri ilə yanaşı elektron – pozitron annihilyasiyasında polyarlaşmış barionların yaranması prosesləri də mühüm yer tutur.

$$e^-(p_1,\lambda_1)+e^+(p_2,\lambda_2)\Rightarrow(\gamma^*;Z^0)\Rightarrow B(p,h_B)+X. \tag{1}$$

mötərizələrdə zərrəciklərin 4-ölçülü impulslar və spirallıqları göstərilmişdir, B –sonda qeydə alınan $\frac{1}{2}$ spinli bariondur (p, Λ,Σ^+ və s.), X – qeydə alınmayan hadronlar sistemidir.

Elektron –pozitron annihilyasiyasında 4 – ölçülü p impulsuna və h_B spirallığına malik inkluziv barionun yaranması prosesinin invariant amplitudunu aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$M=\frac{e^2}{2}\sum_i \bar{v}(p_2,\lambda_2)\gamma_\mu[G_L^i(1+\gamma_5)+G_R^i(1-\gamma_5)]u(p_1,\lambda_1)<B(p,h_B)X\mid J_\mu^i\mid 0>, \tag{2}$$

burada

$$G^i_{L(R)}=\frac{g^i_{L(R)e}}{s-M_i^2+iM_i\Gamma_i},$$

cəmləmə aralıq foton və Z^0-bozon üzrə aparılır $(i=\gamma;Z^0)$ (bundan sonra cəm işarəsi yazılmayacaqdır), M_Z və Γ_Z – Z^0-bozonun kütləsi və tam eni (foton halında $M_\gamma=\Gamma_\gamma=0$-dır), J^i_μ – $i\Rightarrow B+X$ keçidini xarakterizə edən hadron cərəyanı, $g^i_L(e)$ və $g^i_R(e)$ – elektronun fotonla və ya Z^0-bozonla qarşılıqlı təsirinin sol və sağ rabitə sabitləridir:

$$g_L^\gamma(e)=g_R^\gamma(e)=Q_e=-1,$$

$$g_L^Z(e)=\frac{g_L(e)}{\sin\theta_w\cos\theta_w},\ \frac{g_R(e)}{\sin\theta_w\cos\theta_w},$$

$$g_L(e)=-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W,$$

$$g_R(e)=\sin^2\theta_W$$

θ_W – Vaynberq parametridir.

(1) prosesinin diferensial effektiv kəsiyi bərabərdir:

$$\frac{d\sigma}{dxd\Omega}=\frac{\alpha^2}{16}xL^{ik}_{\mu\nu}\overline{H}^{ik}_{\mu\nu}, \tag{3}$$

burada $x = 2E_B/\sqrt{s}$ – barionun enerjisinin elektronun enerjisinə nisbəti, $\Omega(¯,¨)$ – barionun çıxış cisim bucağı.

$$L^{ik}_{«¬} = [(g_1^{ik}(1-ª_1ª_2)+g_2^{ik}(ª_2-ª_1)][p_{1«}p_{2¬}+p_{2«}p_{1¬}-(p_1\cdot p_2)g_{«¬}]\times$$
$$\times[(g_2^{ik}(1-ª_1ª_2)+g_1^{ik}(ª_2-ª_1)]i£_{«¬°±}p_{1°}p_{2±} \qquad (4)$$
$$g_1^{ik} = G_L^iG_L^{*K}+G_R^iG_R^{*K},\quad g_2^{ik} = G_L^iG_L^{*K}-G_R^iG_R^{*K}$$

– lepton tenzoru, $\overline{H}^{ik}_{«¬}$ isə hadron tenzorudur. Hadron tenzorunun üzərindəki xətt qeydə alınmayan hadronların spinlərinə görə cəmləmənin, impulslarına görə isə inteqrallamanın aparıldığını göstərir:

$$\overline{H}^{ik}_{«¬} \equiv (2®)^3\sum_{spin}\int\langle B(p,h_B)X\,|\,J^i_«\,|\,0\rangle\langle B(p,h_B)X\,|\,J^K_V\,|\,o^*\rangle¢(q-p-P_X)d\Phi_X \qquad (5)$$

q – hadronlara ötürülən impuls, P_X və $d\Phi_X$ – qeydə alınmayan hadronların tam impuls və faza həcmidir. $\overline{H}^{¥¥}_{«¬}$ və $\overline{H}^{ZZ}_{«¬}$ tenzorları $e^-+e^+\Rightarrow B+X$ prosesinin fotonla və Z^0-bozonla mübadilə diaqramlarına uyğundur. $\overline{H}^{¥Z}_{«¬}$ və $\overline{H}^{Z¥}_{«¬}$ tenzorları isə foton Z^0-bozon diaqramlarının interferensiyasını xarakterizə edir.

$J^¥_«$ və $J^{-Z}_«$ hadron cərəyanlarının fəza inversiyasına görə simmetriya xassələrini bilərək, $\overline{H}^{ik}_{«¬}$ tenzorlarının ümumi quruluşunu müəyyən etmək mümkündür. Bu zaman $e^-+e^+\Rightarrow B+X$ prosesinin dinamikasını bilmək heç də zəruri deyildir, sadəcə birfotonlu və Z^0-bozonlu mexanizmlərin xüsusiyyətlərini bilmək zəruridir. (5) inteqralından görünür ki, hadron tenzoru $\overline{H}^{ik}_{«¬}$ barionun spirallığı ilə 4-ölçülü p və q impulslarından asılıdır (lepton tenzoru saxlanıldığından $L^{ik}_{«¬}q_« = L^{ik}_{«¬}q_¬ = 0$, $q_«$ və $q_¬$ ilə mütənasib olan hədlər nəzərdən atılmışdır):

$$\overline{H}^{ik}_{«¬} = -(W_1^{ik}+h_BG_1^{ik})g_{«¬}+(W_2^{ik}+h_BG_2^{ik})p_«p_¬\cdot\frac{q^2}{(p\cdot q)^2}-i(W_3^{ik}+h_BG_3^{ik})£_{«¬~}\frac{p_~p}{(p\cdot q)^2} \qquad (6)$$

W_n^{ik} və G_n^{ik} (n=1, 2, 3) – x və s – dəyişənlərindən asılı struktur funksiyalardır.

Lepton və hadron tenzorlarının vurulması nəticəsində $e^-+e^+\Rightarrow B+X$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\frac{d±}{dxd\Omega} = \frac{~^2}{16}sx\{[g_1^{ik}(1-ª_1ª_2)+g_2^{ik}(ª_2-ª_1)][2(W_1^{ik}+h_BG_1^{ik})+(W_2^{ik}+h_BG_2^{ik})\sin^2¯]+$$
$$+2[g_2^{ik}(1-ª_1ª_2)+g_1^{ik}(ª_2-ª_1)(W_3^{ik}+h_BG_3^{ik})\cos¯\}. \qquad (7)$$

SE sadə kvark-parton modelində (KPM) təyin edək. həmin modelə görə, (1) prosesi iki mərhələdə baş verir. əvvəlcə aralıq foton və ya Z^0-bozon kvark –antikvark cütünə çevrilir ($¥^*;Z^0\Rightarrow q+\overline{q}q$), sonra isə onlar hadronlara fraqmentasiya edir ($q+\overline{q}\Rightarrow B+X$). Fərz edək ki, prosesdə kvarkın impulsunun böyük hissəsini daşıyan barion ($x = E_B/E_q = 2E_B/\sqrt{s}\approx 1$) qeydə alınmışdır. Hesab etmək olar ki, belə barion eyni istiqamətdə hərəkət edən sürətli kvarkdan formalaşmışdır, sürətli kvark çatışmayan iki kvarkı “ dənizdən “ zəbt edir və sürətli bariona çevrilir.

KPM-də $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\frac{d\sigma}{dxd\Omega} = \sum_{q,h_q} \frac{d\sigma_q(h_q)}{d\Omega_q} D_{q(h_q)}^{B(h_B)}(x) + \sum_{\bar{q},h_{\bar{q}}} \frac{d\sigma_{\bar{q}}(h_{\bar{q}})}{d\Omega_{\bar{q}}} D_{\bar{q}(h_q)}^{B(h_B)}(x) \qquad (8)$$

cəmləmə barionunun tərkibindəki bütün kvarklara görə aparılır, $D_{q(h_q)}^{B(h_B)}(x)$ – spirallığı h_q olan kvarkın h_B spirallı bariona fraqmentasiya funksiyasıdır. Uzununa polyarlaşmış kvarkın bucaqlara görə paylanmasını təsvir edən $e^- + e^+ \Rightarrow q + \bar{q}$ parton prosesinin diferensial effektiv kəsiyi bərabərdir:

$$\frac{d\sigma_q(h_q)}{d\Omega_q} = \frac{\alpha^2 N_c s}{32}\{[g_1^{ik}(1-\lambda_1\lambda_2) + g_2^{ik}(\lambda_2-\lambda_1)(q_1^{ik} - h_q q_2^{ik})(1+\cos^2\theta) +$$

$$+ 2[g_2^{ik}(1-\lambda_1\lambda_2) + g_1^{ik}(\lambda_2-\lambda_1)(q_2^{ik} - h_q q_1^{ik})\cos\theta\} \qquad (9)$$

burada $N_c = 3$ rəng vuruğu,

$$g_1^{ik} = g_L^i(q)g_L^k(q) + g_L^i(q)g_L^k(q),\;\; g_2^{ik} = g_R^i(q)g_R^k(q) - g_R^i(q)g_R^k(q),$$

$$g_L^{\gamma}(q) = g_R^{\gamma}(q) = Q_q,\, g_L^Z(q) = \frac{g_L(q)}{\sin\theta_w \cdot \cos\theta_w},\, g_R^Z(q) = \frac{g_R(q)}{\sin\theta_w \cdot \cos\theta_w}, \qquad (10)$$

$$g_L(q) = I_3(q) - Q_q\sin^2\theta_w,\, g_R(q) = -Q_q\sin^2\theta_w,$$

$I_3(q)$ və Q_q – kvarkın zəif izospininin üçüncü proyeksiyası və elektrik yüküdür.

Uzununa polyarlaşmış antikvarkın bucaqlara görə paylanma düsturunu almaqdan ötrü (9) ifadəsində $h_q \Rightarrow -h_{\bar{q}}$ və $\cos\theta \Rightarrow -\cos\theta$ əvəzləmələri aparılmalıdır.

Qeyd edək ki, $e^- + e^+ \Rightarrow Z^0 \Rightarrow q + \bar{q}$ prosesində yaranan kvarklar böyük polyarlaşma dərəcəsinə malikdir. Məsələn, $e^- + e^+ \Rightarrow Z^0 \Rightarrow u + \bar{u}$ və $e^- + e^+ \Rightarrow Z^0 \Rightarrow d + \bar{d}$ proseslərində u- və d- kvarkın polyarlaşma dərəcəsi uyğun olaraq -0,67 və -0,97-dir. Lakin kvarklar sərbəst şəkildə müşahidə edilmədiyindən onların polyarlaşma dərəcələrini bilavasitə ölçmək mümkün deyildir. Fərziyyə qəbul etmək olar ki, sürətli kvark öz spinini bariona ötürür. Məhz bu səbəbdən $e^- + e^+ \Rightarrow B + X$ proseslərində müxtəlif barionların uzununa polyarlaşma dərəcələrinin ölçülməsi mühüm əhəmiyyətə malikdir.

Müəyyən işarələr qəbul etməklə

$$D_q^B(x) = D_{q(+1)}^{B(+1)}(x) + D_{q(-1)}^{B(+1)}(x),$$

$$\Delta D_q^B(x) = D_{q(+1)}^{B(+1)}(x) - D_{q(-1)}^{B(+1)}(x), \qquad (11)$$

hadronların SF üçün aşağıdakı ifadələri alırıq:

$$\begin{aligned}
xW_1^{ik} &= -xW_2^{ik} = \frac{1}{2} N_c \sum_q q_1^{ik} [D_q^B(x) + D_{\bar{q}}^B(x)], \\
xW_3^{ik} &= \frac{1}{2} N_c \sum_q q_2^{ik} [D_q^B(x) - D_{\bar{q}}^B(x)], \\
xG_1^{ik} &= -xG_2^{ik} = -\frac{1}{2} N_c \sum_q q_1^{ik} [\Delta D_q^B(x) - \Delta D_{\bar{q}}^B(x)], \\
xG_1^{ik} &= -xG_2^{ik} = -\frac{1}{2} N_c \sum_q q_1^{ik} [\Delta D_q^B(x) - \Delta D_{\bar{q}}^B(x)], \\
xG_3^{ik} &= -\frac{1}{2} N_c \sum_q q_1^{ik} [\Delta D_q^B(x) + \Delta D_{\bar{q}}^B(x)],
\end{aligned} \tag{12}$$

Z^0 –rezonans oblastında ($s = M_Z^2$) $e^- + e^+ \Rightarrow Z^0 \Rightarrow B + X$ prosesinin effektiv kəsiyi aşağıdakı şəkil alır (KPM-də alınmış $W_2^{ZZ} = -W_1^{ZZ}$ və $G_2^{ZZ} = -G_1^{ZZ}$ münasibətlər nəzərə alınmışdır):

$$\begin{aligned}
\frac{d\pm}{dxd\Omega} &= \frac{\sim^2}{16} sx[(g_1^{ZZ} - {}^{a}{}_1 g_2^{ZZ})(W_1^{ZZ} + h_B G_1^{ZZ})(1 + \cos^2 {}^{-}) + \\
&+ 2(g_2^{ZZ} - {}^{a}{}_1 g_1^{ZZ})(W_3^{ZZ} + h_B G_3^{ZZ}) \cos^{-}].
\end{aligned} \tag{13}$$

Həmin effektiv kəsik əsasında aşağıdakı inteqral xarakteristikaları ala bilərik:

1) irəli-geri bucaq asimmetriyası

$$A_{FB} = \frac{3}{4} \cdot \frac{g_L^2(e) - g_R^2(e)}{g_L^2(e) + g_R^2(e)} \cdot \frac{\sum_q [g_L^2(q) - g_R^2(q)] D_q^B(x)}{\sum [g_L^2(q) + g_R^2(q)] D_q^B(x)}; \tag{14}$$

2) sol-sağ spin simmetriyası

$$A_{LR} = \frac{g_L^2(e) - g_R^2(e)}{g_L^2(e) + g_R^2(e)}; \tag{15}$$

3) barionun uzununa polyarlaşma dərəcəsi

$$P_B = -\frac{\sum_q [g_L^2(q) - g_R^2(q)] \Delta D_q^B(x)}{\sum_q [g_L^2(q) + g_R^2(q)] \Delta D_q^B(x)}. \tag{16}$$

Göründüyü kimi, Z^0-rezonansında sol-sağ spin asimmetriyası yalnız elektronun, barionun uzununa polyarlaşma dərəcəsi yalnız kvarkların, irəli-geri bucaq asimmetriyası isə həm elektronun, həm də kvarkların neytral zəif cərəyan parametrlərindən asılıdır. Həmin elektrozəif asimmetriyaları təcrübələrdə ölçməklə polyarizə olunmuş kvarkların polyarlaşmış barionlara fraqmentasiya funksiyaları haqqında informasiya əldə etmək mümkündür.

HIGHER -TWIST MECHANISM AND MESON PAIR PRODUCTION IN PROTON-ANTIPROTON COLLISIONS

A.I. Ahmadov

Institute for Physical Problems, Baku State University

We calculate the contribution of the higher-twist Feynman diagrams to the large- p_T meson pair production cross section in proton-antiproton collisions in case of the frozen coupling approach within perturbative QCD. The higher-twist cross section with the ones obtained in the framework of the frozen coupling approach and leading-twist cross section are compared and analyzed.

It is well known that Quantum Chromodynamics (QCD) is the fundamental theory of the strong interactions.Therefore in order to describe the structure and dynamical properties of hadrons at the amplitude level many researchers have been studying QCD. The hadronic distribution amplitude in terms of internal structure degrees of freedoms plays a crucial role in QCD process predictions.

One of the basic problems in QCD is choosing the renormalization scale in running coupling constant $\sim_s(Q^2)$. In principle, in perturbative QCD (pQCD) calculations, the argument of the running coupling constant in both the renormalization and factorization scale Q^2 should be taken as equal to the square of the momentum transfer of a hard gluon in a corresponding Feynman diagram [1]. In the perturbative QCD, the physical information of the inclusive gluon production is obtained efficiently; therefore, it can be directly compared to the experimental data.

It should be noted, that problem the existence of the higher-twist contribution is not yet settled. Also necessary to study the difference of the leading-twist results for the frozen and running coupling constant approaches and compare it with that of the higher-twist is important.

Take into account of this point the aim of this study is calculation and analysis of the inclusive meson pairs production in the proton-antiproton collisions using the frozen coupling constant approach. Using this approach the higher twist effects have been already calculated by many authors [2-15].

Although the frozen QCD coupling constant was introduced a long time ago, it is also actual in these days [16-25]. The origin of it comes from the divergent infrared behaviour of the well-known renormalization group expression for $\sim_s(Q^2)$. For this reason it is used as a constant in infrared domain. Another reason for introducing the frozen coupling is the perturbative QCD coupling. Also the effects of running $\sim_s(Q^2)$ should be taken into account in all calculations. However it makes some QCD calculations very difficult, if we want to estimate it approximately, it can be very convenient to use some effective coupling which minimizes the running of $\sim_s(Q^2)$ in the perturbative region. For getting an agreement with experimental data, the values of the frozen coupling are usually fixed from purely phenomenological considerations. The frozen coupling is frequently used in combination with other phenomenological parameters to describe hadronic processes. We can come across fixed $\sim_s(Q^2)$ very often in various calculations done in the framework of the leading logarithmic approximation where most important logarithmic contributions are totally resumed while $\sim_s(Q^2)$ considered as fixed parameter and its argument is set off posteriori from physical considerations. The solution of the Schwinger-Dyson equations can be also another method for investigating the infrared behavior of the gluon and ghost propagators and for the running coupling constant at low energies [26]. Although early studies of the Schwinger-Dyson equations for the gluon propagator is very singular in the infrared [27-29], other studies found infrared finite propagators, for example one is found in [30] the gluon acquires a dynamical mass m_g^2, and the other is extensively discussed [31, 32] where the gluon propagator goes to zero where the momentum $Q^2 \to 0$. In both cases the freezing of coupling constant appears in the infrared. In the case where squared momentum of a hard gluon gets the form $Q^2 \to Q^2 + m_g^2$, for running coupling constant leads to $\alpha_s(Q^2) \to \alpha_s(Q^2 + m_g^2)$. Here m_g^2 is interpreted as an effective dynamical gluon mass or fictitious mass of gluon. By frozen coupling constant approach for squared of transfer momentum of the hard gluon in single meson production in photon-photon production $\gamma\gamma \to MX$ are taken as $Q_1^2 = \hat{s}/2$ and $Q_2^2 = -\hat{u}/2$. Additionally, we can also come across other physical properties of frozen coupling constant in the confinement mechanism suggested in [33, 34] as $1+1$ dimensional Quantum Electrodyanamics.

The calculation and analysis of the higher-twist effects on the dependence of the pion distribution amplitude in meson pairs production at proton-antiproton collision within pQCD approach is the interesting research problems.

Take into account of this point the aim of this study is calculation and analysis of the pair production of the mesons in the proton-antiproton collisions using the frozen coupling constant approach.

Direct production of meson pairs involves two hard collisions subprocess

1. Pairs meson production in $gg \to \pi^+\pi^-$ and 2. $q\bar{q} \to \pi^+\pi^-$.

Then the parton-level cross section within frozen coupling constant method becomes

$$\sigma(gg \to \pi^+\pi^-) = \frac{8\pi^3 \alpha_s^4 f_\pi^4}{729\hat{s}^3} I_\pi^2 \left[\int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{\varphi_\pi(x)\varphi_\pi(y)}{xy(1-x)(1-y)} \frac{x(1-x)+y(1-y)}{xy+(1-x)(1-y)} \right]$$

$$\sigma(q\bar{q} \to \pi^+\pi^-) = \frac{\pi \alpha_s^4 f_\pi^4}{972\hat{s}} \quad \frac{16^2 \pi^2 f \pi^4}{1296\hat{s}^2} I_\pi^2 \left[\int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{\varphi_\pi(x)\varphi_\pi(y)}{xy(1-x)(1-y)} \times \right.$$
$$\left. \times \left(7 - 16xy - \frac{2x}{xy+(1-x)(1-y)}(1-2y(x+y)) + \frac{4x^2}{xy+(1-x)(1-y)} \quad \frac{4xy}{xy+(1-x)(1-y)} \right) \right]$$

here $I_\pi = \int_0^1 \frac{\varphi_\pi(x)}{x(1-x)} dx$

There are few forms of the pion distribution amplitude available in the literature. In the present numerical calculations, we use several choices, such as the asymptotic distribution amplitude derived in pQCD evolution, the distribution amplitudes predicted by the Chernyak-Zhitnitsky(CZ), the Bakulev-Mikhailov-Stefanis (BMS) and pion distribution amplitudes in which Gegenbauer coefficients C_2 and C_4 are extracted from BELLE experiment:

$$\Phi_{asy}(x) = \sqrt{3} f_\pi x(1-x)$$

$$\Phi_{CZ}(x,\text{«}_0^2)=\Phi_{asy}(x)\left[C_0^{3/2}(2x-1)+\frac{2}{3}C_2^{3/2}(2x-1)\right],$$

$$\Phi_{BMS}(x,\text{«}_0^2)=\Phi_{asy}(x)\left[C_0^{3/2}(2x-1)+0.20C_2^{3/2}(2x-1)-0.14C_4^{3/2}(2x-1)\right],$$

$$\Phi_{BELLE}(x,\text{«}_0^2)=\Phi_{asy}(x)\left[C_0^{3/2}(2x-1)+0.12C_2^{3/2}(2x-1)+0.08C_4^{3/2}(2x-1)\right].$$

In this study the pair meson production is calculated via higher twist mechanism within perturbative QCD. In the calculation of the cross sections the frozen coupling constant approach are employed. Concerning the study of the higher-twist contribution, it is primarily important to analyze its relative magnitude of contribution compared to the leading-twist contribution, since only leading-twist diagrams are commonly considered in usual studies of the hadron-hadron collision. Therefore they will be helpful for detailed investigation dynamical properties of nucleon. Also the higher-twist meson pair production cross section in the proton-antiproton collisions depends on the form of the pion distribution amplitudes and may be used for future study.

Further investigations are needed in order to clarify the role of higher-twist effects in QCD. In hadron-hadron collisions, pair of meson at high transverse momentum can serve as a short distance probe of the incident hadrons. Especially, the future experimental measurements will provide further tests of the dynamics of large- p_T hadron production beyond the leading twist.

REFERENCES

1. S.J. Brodsky, G. L. Lepage, and P.B. Mackenize, Phys. Rev. D 28, 228 (1983).
2. F.S. Sadykhov and A.I. Akhmedov, Russ. Phys. J. 38, 513 (1995).
3. A.I. Ahmadov, I. Boztosun, R. Kh. Muradov, A. Soylu, and E.A. Dadashov, Int. J. Mod. Phys. E 15, 1209(2006).
4. A.I. Ahmadov, I. Boztosun, A. Soylu, and E.A. Dadashov, Int. J. Mod. Phys. E17, 1041(2008).
5. A.I. Ahmadov, C. Aydin, Sh.M. Nagiyev, A. Hakan Yilmaz, and E.A. Dadashov, Phys. Rev. D 80, 016003 (2009).
6. A.I. Ahmadov, C. Aydin, E. A. Dadashov, and Sh. M. Nagiyev, Phys.Rev. D81, 054016 (2010).
7. A.I. Ahmadov, R. M. Burjaliyev, Int. J. Mod. Phys. E20, 1243 (2011).
8. A.I. Ahmadov, Sh. M. Nagiyev, and E. A. Dadashov, Int. J. Mod. Phys. E21, 1250014 (2012).
9. A.I. Ahmadov, C. Aydin, and F. Keskin, Phys. Rev. D85, 034009(2012).
10. A.I. Ahmadov, C. Aydin, and F. Keskin, Ann. Phys. 327, 1472(2012).
11. A.I. Ahmadov, C. Aydin, and O. Uzun, Phys. Rev. D87, 014006(2013).
12. A.I. Ahmadov, C. Aydin, and O. Uzun, Phys. Rev. D89, 014018(2014).
13. J.A. Bagger and J. F. Gunion, Phys. Rev. D29, 40(1984).
14. A. Bagger and J. F. Gunion, Phys. Rev. D25, 2287(1982).
15. V.N. Baier and A. Grozin, Phys. Lett.B 96, 181(1980).
16. S. Gupta, Phys. Rev. D 24, 1169(1981).
17. G. Curci, M. Greco, Y. Srivastava, Phys. Rev. Lett. 43, 834(1979).
18. G. Curci, M. Greco, Y. Srivastava, Nucl. Phys. B159, 451(1979).
19. M. Greco, Phys. Lett. B 100, 351(1981).

20. M. Greco, G. Penso, Y. Srivastava, Phys. Rev. D 21, 2520(1980).
21. Y.I. Dokshitzer, B. R. Webber, Phys. Lett. 404, 321(1997).
22. Y.I. Dokshitzer, G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B 469, 93(1996).
23. B. Badelek, J. Kwiecinski and A. Stasto, Z. Phys.C 74, 297(1997).
24. M. Ciafaloni, D. Colferai, G. P. Salam, A. M. Stasto, Phys. Rev. D 66, 054014 (2002).
25. A. V. Kotikov, A. V. Lipatov, N. P. Zotov, JETP 101, 811
26. C. D. Roberts and A. G. Williams, Prog. Part. Nucl. Phys.
27. S. Mandelstam, Phys. Rev. D 20, 3223(1979).
28. N. Brown and M.R. Pennington, Phys. Rev. D 38, 2266(1988).
29. N. Brown and M.R. Pennington, Phys. Rev. D 39, 2723(1989).
30. J.~M.~Cornwall, Phys. Rev. D \textbf{26}, 1453(1982).
31. R. Alkofer and L. von Smekal, Phys. Rep. 353, 281(2001).
32. L. von Smekal, A. Hauck, and R. Alkofer, Ann. Phys. (N.Y.)267, 1(1998).
33.G. Parisi and R. Petronzio, Phys.lett.B 95, 51(1980).
34. J. Schwinger, Phys.Rev. 127, 324(1962).

NEW MODEL FOR THE GENERATION OF STRONG MAGNETIC FIELDS IN MAGNETARS

Maxim Dvornikov[a,b]

[a]*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation of the Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Russia*

[b]*Physics Faculty, National Research Tomsk State University, Russia*

Magnetars are neutron stars having extremely strong magnetic fields $B > 10^{15}\,G$. Despite the existence of numerous models for the generation of such magnetic fields, the issue of the origin of magnetic fields in magnetars still remains open. We propose the new model for the generation of strong large-scale magnetic fields in magnetars based on the magnetic field instability in matter composed of electrons and nucleons interacting by the parity violating electroweak forces.

Basing on the exact solution of the Dirac equation for an ultrarelativistic electron interacting with background nucleons and an external magnetic field, we derive the induced anomalous electric current flowing along the magnetic field. Then we obtain the system of kinetic equations for the spectra of the magnetic helicity density and the magnetic energy density as well as the chiral imbalance. To avoid the excessive growth of the magnetic field and the back reaction of matter on the magnetic field we introduce the quenching of the Chern-Simons parameter. The flip rate of the helicity of an electron scattering off protons in the neutron star matter is calculated using the quantum field theory methods.

The system of the kinetic equations is solved numerically for different initial magnetic helicities and the scales of the magnetic field. We adopt the Kolmogorov spectrum of the magnetic energy density. On the basis of the numerical solution we obtain the time evolution of the magnetic helicity density,the chiral imbalance, and the magnetic field.

In frames of our model, we can predict the growth of a seed magnetic field $B_0 = 10^{12}\,G$, typical in a pulsar, up to $B > 10^{15}\,G$, i.e. the strength predicted in magnetars. Magnetic fields generated are of large-scale comparable with the magnetar radius. The time of the magnetic field growth is $(10^3 - 10^5)yr$, which is comparable with the ages of young magnetars. Within our approach we also predict the generation of the maximal helicity from initially nonhelical fields. The obtained results are compared with the predictions of other models.

REFERENCES

1. M. Dvornikov, *Chiral imbalance evolution in dense matter and the generation of magnetic fields in magnetars*[arXiv:1510.06228].
2. M. Dvornikov and V.B. Semikoz, *Energy source for the magnetic field growth in magnetars driven by the electron-nucleon interaction*, Phys.Rev.D **92**, 083007 (2015) [arXiv:1507.03948].
3. M. Dvornikov and V.B. Semikoz, *Generation of the magnetic helicity in a neutron star driven by the electroweak electron-nucleon interaction*, JCAP**05** (2015) 032[arXiv:1503.04162].
4. M. Dvornikov and V.B. Semikoz, *Magnetic field instability in a neutron star driven by electroweak electron-nucleon interaction versus chiral magnetic effect*, Phys.Rev.D **91**, 061301 (2015)[arXiv:1410.6676].
5. M. Dvornikov, *Impossibility of the strong magnetic fields generation in an electron-positron plasma*, Phys. Rev. D **90**, 041702 (2014) [arXiv:1405.3059].
6. M. Dvornikov and V.B. Semikoz, *Instability of magnetic fields in electroweak plasma driven by neutrino asymmetries*, JCAP**05** (2014) 002 [arXiv:1311.5267].

MAQNİTLƏŞMİŞ MÜHİTDƏ MÜON (TAUON) NEYTRİNOLARI VƏ ELEKTRON ANTİNEYTRİNOLARININ MÜON (TAUON) VƏ POZİTRONLARA ANNİHİLYASİYASI: ENİNƏ POLYARLAŞMA HALI

R. E. Qasımova

AMEA Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası Günəş fizikası şöbəsi, Bakı Dövlət Universiteti Nəzəri fizika kafedrası, Qafqaz Universiteti Fizika kafedrası, Bakı, Azərbaycan; Naxçıvan Dövlət Universiteti Ümumi və nəzəri fizika kafedrası, Naxçıvan, Azərbaycan

gasimovar@yahoo.co.uk

Bu işdə məqsəd maqnitləşmiş mühitdə müon (tauon) neytrinoları və elektron antineytrinoları maqnit sahəsinin intensivlik vektoru ilə üst-üstə düşən z -oxu üzrə bir-birinə əks istiqamətlərdə hərəkət edərkən

$$\nu_L + \tilde{\nu}_e \to L^- + e^+ \tag{1}$$

reaksiyası üzrə baş verən müon (tauon) neytrinolarının və elektron antineytrinolarının müonlara (tauonlara) və pozitronlara annihilyasiyası prosesləri [1] nəticəsində spinləri eninə polyarlaşmış müonların (tauonların) və pozitronların eyni zamanda doğula bilməsi mümkün olan ən aşağı Landau səviyyələrini müəyyən etmək və alınan nəticələrin kosmik və astofiziki tətbiqlərini göstərməkdir. Maqnitləşmiş mühitdə müon (tauon) neytrinoları maqnit sahəsi istiqamətində, elektron antineytrinoları isə maqnit sahəsinin əksi istiqamətində hərəkət etdiyi halda (1) reaksiyası üzrə gedən proseslərin effektiv kəsiyi doğulan müonların (tauonların) və pozitronların spinlərinin eninə polyarlaşmaları nəzərə alınmaqla aşağıdakı ifadə ilə verilir:

$$\pm = \frac{G_F^2}{®} m_L^2 \frac{H}{H_{0L}} \sum_{n,n'=0}^{\infty} \sum_i \frac{E_i E_i'}{\left|E_i' p_{zi} - E_i p_{zi}'\right|} \left(1 - f_{L^-}\right)\left(1 - f_{e^+}\right) t_5 I_{n-1,n'}^2(x). \tag{2}$$

Burada G_F - zəif qarşılıqlı təsirin Fermi sabiti, H - maqnit sahəsinin intensivliyinin qiyməti, $H_{0L} = m_L^2/e = (m_L/m_e)^2 (m_e^2/e)$- maqnit sahəsinin $\hbar = c = 1$ olan vahidlər sistemində m_L kütləli yüklü leptona uyğun böhran qiyməti, m_e- elektronun (pozitronun) kütləsi, $E_i(E_i')$ və $p_{zi}(p_{zi}')$, uyğun olaraq, pozitronun (müonun və ya tauonun) enerjisi və impulsunun üçüncü komponenti, f_{L^-} və f_{e^+}, uyğun olaraq, müon (tauon) və pozitron qazlarının Fermi-Dirak paylanma funksiyasıdır. Bu işdə $(+---)$ siqnaturalı psevdoevklid metrikasından və $\hbar = c = k_B = 1$ olan vahidlər sistemindən (k_B - Bolsman sabitidir) istifadə edirik. (2) ifadəsindəki $I_{n,n'-1}(x)$ funksiyası

$$x = \frac{\mu^2 \sin^2 g + \mu'^2 \sin^2 g' + 2\mu\mu' \sin g \sin g' \cos(\sim - \sim')}{2eH} \tag{3}$$

arqumentindən asılı olan Lyaher funksiyasıdır. (3) ifadəsində $g(g')$ və $\sim(\sim')$, uyğun olaraq, müon neytrinosunun və ya tauon neytrinosunun (elektron antineytrinosunun) impulsunun polyar və azimutal bucağı, μ - müon neytrinosunun və ya tauon neytrinosunun enerjisi, μ' isə elektron antineytrinosunun enerjisidir. t_5 spin əmsalı aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$t_5 = \frac{1}{4}(1 + \neg)(1 + \neg')(1 + ¸\ )(1 - ¸\ '\ '). \tag{4}$$

Burada

$$\neg = \frac{p_z}{E}, \quad \neg' = \frac{p_z'}{E'}, \tag{5}$$

$$= \frac{m_e}{\sqrt{E^2 - p_z^2}}, \qquad ' = \frac{m_L}{\sqrt{E'^2 - p_z'^2}}, \tag{6}$$

$$E = \sqrt{m_e^2 + 2eHn + p_z^2}, \quad E' = \sqrt{m_L^2 + 2eHn' + p_z'^2}, \tag{7}$$

$¸$ və $¸'$- uyğun olaraq, pozitronun və müonun (tauonun) spinlərinin sahə istiqamətində və ya onun əksi istiqamətində proyeksiyalarıdır. (2) ifadəsinə daxil olan $I_{n-1,n'}(x=0)$ funksiyası $\Delta n = n - n'$ fərqinin yalnız $\Delta n = +1$ şərtini ödəyən n və n' qiymətləri üçün sıfırdan fərqli olub vahidə bərabərdir. $\Delta n = +1$ olduqda (1) proseslərinin effektiv kəsiyi aşağıdakı ifadə ilə verilir:

$$\pm = \frac{G_F^2}{4®} m_L^2 \frac{H}{H_{0L}} \sum_{\substack{n=1,\\ n'=0}}^{\infty} \sum_i \frac{E_i E_i'}{\left|E_i' p_{zi} - E_i p_{zi}'\right|} \left(1 - f_{L^-}\right)\left(1 - f_{e^+}\right)(1 + \neg)(1 + \neg')(1 + ¸\ )(1 - ¸\ '\ '). \tag{8}$$

n və n' baş kvant ədədlərinin $\Delta n \neq +1$ qiymətləri üçün $I_{n-1,n'}(x=0)$ funksiyası sifra bərabər olduğuna görə $\pm = 0$ olur və $¬_L + \tilde{¬}_e \rightarrow L^- + e^+$ prosesləri qadağan olunub.

Deməli, müon (tauon) neytrinoları maqnit sahəsi istiqamətində, elektron antineytrinoları isə maqnit sahəsinin əksi istiqamətində hərəkət etdiyi halda (1) prosesləri hesabına pozitronların və müonların (və ya tauonların) doğula biləcəyi aşağı Landau səviyyələri aşağıdakılardır: $n=1,\ n'=0$; $n=2,\ n'=1$; $n=3,\ n'=2$ və s. Başqa sözlə, müon (tauon) neytrinoları maqnit sahəsi istiqamətində, elektron antineytrinoları isə maqnit sahəsinin əksi istiqamətində hərəkət etdikdə (1) prosesləri hesabına pozitronların və müonların (tauonların) doğula biləcəyi aşağı Landau səviyyələri üçün $n = n' + 1$ münasibəti ödənilir. Burada $n = 1,2,3,...$ və $n' = 0,1,2,...$. Beləliklə, təhlillər göstərir ki, müon (tauon) neytrinoları maqnit sahəsi istiqamətində, elektron antineytrinoları isə maqnit sahəsinin əksi istiqamətində hərəkət etdiyi halda (1) prosesləri hesabına pozitronların əsas Landau səviyyəsində doğulması mümkün deyil. Pozitronların doğula biləcəyi ən aşağı səviyyə birinci Landau səviyyəsidir. Bu halda müonların (tauonların) doğula biləcəyi ən aşağı səviyyə əsas Landau səviyyəsidir. Əsas Landau səviyyəsində yaranan müonlar (tauonlar) üçün $n' = 0,\ p'_z = 0,\ ¸' = -1$ olduğuna görə onların enerjisi öz sükunət enerjisinə $E = m_«$ ($E = m_²$) bərabər olur və həmin müonlar (tauonlar) kinetik enerjiyə və ümumiyyətlə, sükunət enerjisindən savayı əlavə enerjiyə malik olmadıqlarına görə yarandıqları güclü maqnitləşmiş mühitdə qalır. Güclü maqnitləşmiş mühit dedikdə güclü maqnitləşmiş kosmik obyektlər başa düşülür. Birinci Landau səviyyəsində yaranan pozitronlar isə $E = \sqrt{m_e^2 + 2eH + (\mu - \mu')^2}$ enerjisinə malik olduqlarına görə mühiti tərk edə bilir. Nəticədə $¬_L + \tilde{¬}_e \rightarrow L^- + e^+$ prosesləri hesabına yaranan bu pozitronlar kosmosa sıçrayır və yüksək enerjili pozitronlar kimi kosmik şüaların tərkibində olan elektronlarla müqayisədə üstün pay yaradır. Deməli, PAMELA və AMS-02 eksperimentlərində müşahidə olunan pozitron artıqlığının [2-4] mümkün mənbələrindən və yaranma mexanizmlərindən biri də güclü maqnitləşmiş kosmik obyektlərdə maqnit sahəsi istiqamətində hərəkət edən müon (tauon) neytrinoları ilə maqnit sahəsinin əksi istiqamətində hərəkət edən elektron antineytrinolarının əsas Landau səviyyəsində olan müonlara (tauonlara) və birinci Landau səviyyəsində olan pozitronlara annihilyasiyası prosesləridir.

ƏDƏBİYYAT

1. А. В. Борисов , В. А. Гусейнов, Н. Б. Заморин. Ядерная физика, **63** (2000) 2041
2. Adriani O. et al. PAMELA Collaboration. Nature, 2009, 458, 607
3. Aguilar M. et al. AMS Collaboration, Phys. Rev. Lett., 2013, 110, 141102
4. Accardo L. AMS Collaboration. Phys. Rev. Lett., 2014, 113, 121101

MAQNİTLƏŞMİŞ MÜHİTDƏ NEYTRİNO-ANTİNEYTRİNO CÜTLƏRİNİN ENİNƏ POLYARLAŞMIŞ ELEKTRON VƏ POZİTRONLARA ANNİHİLYASİYASI

R.E. Qasımova, V.A. Hüseynov, N.Y. Əkbərova,

H.B. Qasımova, E.M. Mahmudlu

AMEA Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası Günəş fizikası şöbəsi, Bakı Dövlət Universiteti Nəzəri fizika kafedrası, Qafqaz Universiteti Fizika kafedrası, Bakı, Azərbaycan;

BDU Nəzəri fizika kafedrası, Qafqaz Universiteti Fizika kafedrası,

Naxçıvan Dövlət Universiteti Ümumi və nəzəri fizika kafedrası,

Qafqaz Universiteti Fizika kafedrası

gasimovar@yahoo.co.uk, vgusseinov@yahoo.com

Bu işdə məqsəd xarici, sabit, bircins maqnit sahəsində neytrino və antineytrinolar Oxy müstəvisində qarşı-qarşıya hərəkət etdikdə yüklü lepton və antileptonların eninə polyarlaşmalarını nəzərə almaqla $¬_{«} + \tilde{¬}_{«} \to e^{-} + e^{+}$ $(¬_{2} + \tilde{¬}_{2} \to e^{-} + e^{+})$ prosesinin effektiv kəsiyini hesablamaq, effektiv kəsiyin sahə parametrindən asılılığını analitik və qrafik olaraq araşdırmaq, maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsirinin əhəmiyyətli dərəcədə olmağa başladığı sahə intensivliyini müəyyənləşdirmək və alınmış nəticələrin mümkün astrofiziki tətbiqlərini göstərməkdir.

Neytrino və antineytrino Oxy müstəvisində $(g = ®/2;\ g' = ®/2)$ qarşı-qarşıya $(~' = ~ + ®)$ hərəkət etdikdə baxılan proseslərin effektiv kəsiklərini müəyyən edən müxtəlif indeksli I_1, I_2, I_3 və I_4 Lyaher funksiyalarının arqumenti olan

$$x = \left[µ^{2} \sin^{2} g + µ'^{2} \sin^{2} g' + 2µµ' \sin g \sin g' \cos(~ - ~')\right] / (2eH) \qquad (1)$$

dəyişəni $x = (µ - µ')^{2} / (2eH)$ kimi təyin edilir. Kifayət qədər güclü maqnit sahələrində neytrino və antineytrinonun enerjilərinin bir-birinə yaxın qiymətlərində $\left|(µ - µ')^{2} / (2eH)\right| << 1$ olur və x dəyişəni üçün $x \cong 0$ qəbul edilə bilər. Maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsirini qrafik olaraq araşdırmaq məqsədilə konkret fiziki şəraitə baxaq. $E >> «$, $E << T$, $E' >> «$, $E' << T$ şərti daxilində neytrino və antineytrino sahəyə perpendikulyar istiqamətdə qarşı-qarşıya daxil olduqda $(g = ®/2;\ g' = ®/2;\ ~' = ~ + ®)$ pozitron birinci Landau səviyyəsində ($n = 1$), elektron isə ikinci Landau səviyyəsində ($n' = 2$) yaranarsa, bu halda prosesin effektiv kəsiyi aşağıdakı sadə ifadə ilə verilir:

$$± = ± ¶ \frac{(1 + ¶)^{1/2} (1 + 2¶)^{1/2}}{(1 + ¶)^{1/2} + (1 + 2¶)^{1/2}} t_4 . \qquad (2)$$

Burada

$$±' = \frac{G_F^{2} \sqrt{2}}{16®} m_e^{2}, \qquad ¶ = \frac{H}{H_0}\ , \qquad (3)$$

$$t_4 = \frac{1}{8}\left[g_+\left(1+\text{¬¬}'\right)-g_-\left(1-\text{¬}^2\right)^{1/2}\left(1-\text{¬}'^2\right)^{1/2}\text{¸¸}'-2g_\perp\left(\text{¬}+\text{¬}'\right)\right]\left(1-\text{¸}\ \right)\left(1+\text{¸}'\ '\right), \qquad (4)$$

$$\text{¬} = \frac{p_z}{E}, \quad \text{¬}' = \frac{p'_z}{E'} \qquad (5)$$

$$= \frac{m_e}{\sqrt{E^2-p_z^2}}, \qquad ' = \frac{m_e}{\sqrt{E'^2-p_z'^2}} \qquad (6)$$

$$E = \sqrt{m_e^2+2eHn+p_z^2}, \quad E' = \sqrt{m_e^2+2eHn'+p_z'^2} \qquad (7)$$

$$g_\pm = g_V^2 \pm g_A^2, \quad g_\perp = g_V g_A. \qquad (8)$$

¶ və $\text{¸}'$- uyğun olaraq, pozitronun və elektronun spinlərinin sahə istiqamətində və ya onun əksi istiqamətində proyeksiyaları, $g_V = -0{,}5+2\sin^2\bar{}_w$, $\bar{}_w$ – Vaynberq bucağı, $\sin^2\bar{}_w \sim 0{,}23$. (8) düsturundan alınan $\pm/\pm'$ nisbəti ¶ dəyişənindən asılı olan hər hansı bir f funksiyasıdır: $\frac{\pm}{\pm'}(\text{¶}) = f(\text{¶})$. Lakin maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsiri son haldakı elektron və pozitronların spin hallarından da asılıdır. Burada dörd hal mümkündür:

$$1)\ \text{¸} = +1, \text{¸}' = +1, \quad 2)\ \text{¸} = -1, \text{¸}' = -1, \quad 3)\ \text{¸} = +1, \text{¸}' = -1, \quad 4)\ \text{¸} = -1, \text{¸}' = +1. \qquad (9)$$

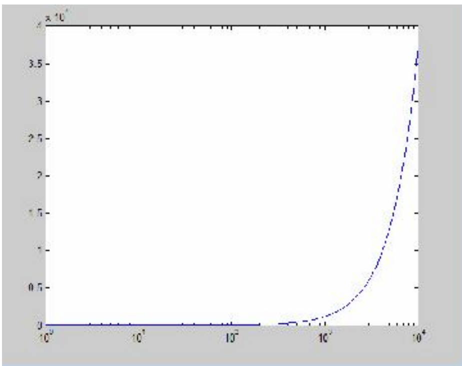
Biz burada diqqəti cəlb edən 2-ci və 3-cü halları tədqiq edib müqayisələr aparacağıq. $\text{¸} = -1, \text{¸}' = -1$ olan halda $\pm/\pm'$ nisbətinin ¶ dəyişənindən asılılığı Şəkil 1-də, $\text{¸} = +1, \text{¸}' = -1$ olan halda $\pm/\pm'$ nisbətinin ¶ dəyişənindən asılılığı Şəkil 2-də verilmiş qrafiklərlə təsvir olunmuşdur. ¶ dəyişəninə uyğun gələn absis oxu loqarifmik miqyasda verilmişdir. Qrafiklərdən göründüyü kimi maqnit sahəsinin təsiri $\text{¶} = 10^2$ qiymətində, yəni $H \sim 10^{15}\ Qs$ tərtibli sahələrdə (məsələn, maqnitarlarda) özünü əhəmiyyətli dərəcədə göstərməyə başlayır. Eyni zamanda maqnit sahəsinin baxılan proseslərə təsiri son haldakı elektron və pozitronların spin hallarından da asılıdır.

$\text{¸} = -1, \text{¸}' = -1$ və $\text{¸} = +1, \text{¸}' = -1$ olan hallarda $\text{¬}_{«} + \tilde{\text{¬}}_{«} \to e^- + e^+$ $(\text{¬}_{₂} + \tilde{\text{¬}}_{₂} \to e^- + e^+)$ prosesinin baş verməsinin effekiv kəsiklərinin nisbəti üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$\frac{\pm(\text{¶}, \text{¸} = -1, \text{¸}' = -1)}{\pm(\text{¶}, \text{¸} = +1, \text{¸}' = -1)} = \frac{\left[2g_A^2-2g_Vg_A\left(\text{¬}+\text{¬}'\right)\right]\left(1+\ \right)}{\left[2g_V^2-2g_Vg_A\left(\text{¬}+\text{¬}'\right)\right]\left(1-\ \right)}. \qquad (10)$$

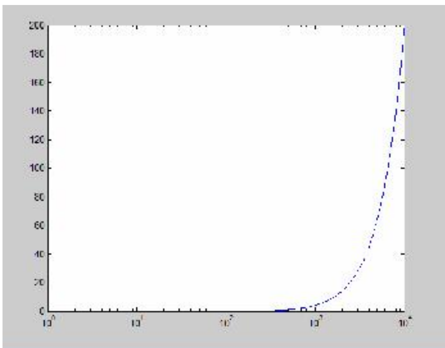
Fiziki kəmiyyətlərin $n = 1$, $n' = 2$, $H = 10^2 H_0$ [1, 2] və $p_z = m_e$ qiymətləri üçün $\text{¬} \cong 0{,}07$, $\text{¬}' \cong 0{,}05$, $\cong 0{,}07$, $' \cong 0{,}05$ qiymətlərinin alındığını nəzərə alsaq (10) ifadəsindən istifadə etməklə aşağıdakı ədədi qiymətləndirmə alınır:

$$\frac{\pm(\text{¶}, \text{¸} = -1, \text{¸}' = -1)}{\pm(\text{¶}, \text{¸} = +1, \text{¸}' = -1)} \cong 21. \qquad (11)$$



Şəkil 1. $¸ = -1,\ ¸' = -1$ olan halda $\frac{±}{±'}(¶)$ funksiyasının ¶ dəyişənindən asılılığı

Deməli, sahə effektləri öz təsirini əhəmiyyətli dərcədə göstərməyə başladığı $H = 10^2 H_0 \sim 10^{15}\,Qs$ tərtibli maqnit sahələrində [1, 2] pozitronlar birinci Landau səviyyəsində, elektronlar isə ikinci Landau səviyyəsində doğulduqda $¬_{«} + \tilde{¬}_{«} \to e^- + e^+$ $(¬_{₂} + \tilde{¬}_{₂} \to e^- + e^+)$ prosesinin elektron və pozitronların spinlərinin sahənin əksi istiqamətində yönəldiyi halda baş vermə ehtimalı pozitronların spinlərinin sahə istiqamətində, elektronların spinlərinin isə sahənin əksi istiqamətində yönəldiyi haldakı ehtimalından təqibən 21 dəfə böyükdür. Təhlillər göstərir ki, spinləri maqnit sahəsi istiqamətində yönəlmiş $(¸ = +1,\ ¸' = +1)$ elektron və pozitronların yaranması spinləri maqnit sahəsinə nəzərən əks istiqamətlərdə yönəlmiş elektron və pozitronların yaranması ilə müqayisədə dominantlıq təşkil edir. $E >> «$, $E << T$, $E' >> «$, $E' << T$ şərti daxilində neytrino və antineytrino sahəyə perpendikulyar istiqamətdə qarşı-qarşıya daxil olduqda maqnitarlarda gedən $¬_{«} + \tilde{¬}_{«} \to e^- + e^+$ $(¬_{₂} + \tilde{¬}_{₂} \to e^- + e^+)$ prosesi hesabına birinci Landau səviyyəsində yaranan pozitronların və ikinci Landau səviyyəsində yaranan elektronların əksəriyyətinin spinləri eyni zamanda ya maqnit sahəsi istiqamətində, ya da maqnit sahəsinin əksi istiqamətində yönəlmiş olur.



Şəkil 2. $¸ = +1,\ ¸' = -1$ olan halda $\frac{±}{±'}(¶)$ funksiyasının ¶ dəyişənindən asılılığı

ƏDƏBİYYAT

1. Duncan R.C., Thompson C. The Astrophysical Journal Letters, 1992, v.392, pp.L9.
2. Kouveliotou C., Duncan R.C., Thompson C. Scientific American, 2003, v.288, No2, pp.24-31.

HIGGS BOSON SEARCH AT LARGE HADRON COLLIDER AND PREDICTION OF EXISTENCE OF NEW BOSONS

V.A. Huseynov

Department of Theoretical Physics, Baku State University

Department of General and Theoretical Physics, Nakhchivan State University

University Campus

Department of Physics, Qafqaz University, Baku-Sumgayit Road

vgusseinov@yahoo.com

Recently a new neutral boson (NB) at a mass around $125\ GeV$ [1, 2] with properties compatible with the Standard Model Higgs boson was discovered in the LHC ATLAS and CMS experiments. Determination of the spin and parity of the NB at a mass around $125\ GeV$ is one of the most important questions of LHC physics. The different $J^P = 0^+, 0^-, 1^+, 1^-, 2^+$ models were discussed for identification of the NB at a mass around $125\ GeV$. Obviously, the discovered NB at a mass around $125\ GeV$ is not an on-shell spin 1 particle. According to the Landau-Yang theorem an on-shell spin 1 particle can not directly decay into a pair of photons [3, 4]. In general, the existing experimental data exclude the $J^P = 0^-, 1^+, 1^-, 2^+$ models at confidence levels above 97.8% and provide evidence for the spin $J^P = 0^+$ nature of the indicated NB [5]. However, the $J^P = 2^+$ model has not been completely excluded yet. Thus, so far the spin of the discovered NB at a mass around $125\ GeV$ is an urgent topic of LHC physics.

The main purpose of this work is to determine the condition in what the arbitrary NB having the mass in the range $0 < m < 2m_W$ (including the NB at a mass around $125\ GeV$) can decay into a pair of on-shell W^-- and W^+-bosons in a magnetic field (MF), to determine the spin of the indicated NBs, to study possible existence of new NBs having the mass in the range $0 < m < 2m_W$ and to estimate the MF strength required for realization of the new decay channel.

On the ground Landau level the W^- (W^+)-boson spin is oriented opposite to (along) the MF direction, i.e. $s_{-z} = -1$ ($s_{+z} = +1$), and the $W^{\mp}$-boson energy satisfies the inequality

$$E_{W^{\mp}} = \sqrt{m_W^2 - eB} < m_W \tag{1}$$

for $B \neq 0$ provided that $B \leq B_{0W}$.

One of the main decay modes of the NB at a mass around $125\ GeV$ observed in the LHC experiments is the $H \to WW^*$. We have obtained the following relation for the energy of the decaying NB which we assume to be at rest

$$E = m = 2\sqrt{m_W^2 - eB} < 2m_W\,. \tag{2}$$

We have determined that B should satisfy the condition

$$B \geq B_{\min} , \tag{3}$$

where

$$B_{\min} = 2\text{®} \frac{m_W \Gamma_W}{e} \tag{4}$$

is the minimal strength of the MF that can affect on a $W^{\mp}$-boson during its life time in a MF where Γ_W is the W-boson decay width in a MF. Thus, in current situation the MF strength changes in the range

$$2\text{®} \frac{\Gamma_W}{m_W} \frac{m_W^2}{e} \leq B < \frac{m_W^2}{e} \quad . \tag{5}$$

instead of the range $0<B<B_{0W}$. At the same time $B_{\min}$ is the minimal strength of the MF that is required for realization of the decay of an arbitrary NB having the mass in the range $0<m<2m_W$ into the on-shell W^-- and W^+-bosons on the ground Landau level. The minimal MF strength $B_{\min}$ also determines the maximal mass of the arbitrary NB that can exist in the mass range $0<m<2m_W$ and decay into the on-shell W^-- and W^+-bosons on the ground Landau level in a MF

$$0<m\leq m_{\max}, \tag{6}$$

where

$$m_{\max} = 2m_W \sqrt{1 - 2\text{®} \frac{\Gamma_W}{m_W}} \tag{7}$$

and

$$m_{\max}<2m_W. \tag{8}$$

Now let us estimate the maximal mass of the NB that may exist in the mass range $0<m<2m_W$ and can decay into the on-shell W^-- and W^+-bosons on the ground Landau level in a MF. For this purpose we use the formula (7). For rough estimation we put $\Gamma_W^0 \cong 2.085 GeV$ [6] instead of Γ_W, where Γ_W^0 is the $W^{\mp}$-boson decay width in free case when a MF is absent. In this case we obtain $147\, GeV$ for the NB mass. However, in a MF the $W^{\mp}$-boson mean lifetime differs from the mean lifetime in free case. Therefore, the $W^{\mp}$-boson decay width Γ_W in a MF is not equal to the free decay width Γ_W^0 and it may be greater or smaller than Γ_W^0. Depending on the $W^{\mp}$-boson decay width (mean lifetime) in a MF the maximal mass of the NB existing in the mass range $0<m<2m_W$ and decaying into the on-shell W^-- and W^+-bosons on the ground Landau level in a MF is around about $147\, GeV$. The spin of this NB can be $J = 0, 1, 2$.

If we take into account the anomalous magnetic moment of W-bosons, we obtain the following formula for the mass of the new NB

$$m_{Y\max} = 2m_W\left(1 - 2\text{®}\,\frac{\Gamma_W}{m_W}\right)\left[1 + \left(2\text{®}\,\frac{\Gamma_W}{m_W}\right)^2\right]^{-1/2}. \qquad (9)$$

More detail and additional calculations that takes into account the anomalous magnetic moment of W-bosons show that the mass of the expected possible new NB is in the range

$$133GeV < m < 147GeV. \qquad (10)$$

The quantum state or particle with the spin $J = 2$ obtained here can be interpreted in two ways:

1) if the NB at a mass around $125\ GeV$ is not the only NB (except the known neutral Z -boson) in the mass range $0 < m < 2m_W$, it means that in the indicated mass range there may exist the new NBs with the spins $J = 0$, $J = 1$ and $J = 2$ besides the $125\ GeV$ Higgs boson; the predicted NBs may be either fundamental particles or bound states; the bound state consisting of W^-W^+-pair may be a candidate for the quantum state or particle possessing the properties $J = 0$, $J = 1$ and $J = 2$. At the same time it should be noted that the mass $m_{W^-W^+}$ of the W^-W^+-bound state lies in the range $0 < m < 2m_W$.

2) if the NB at a mass around $125\ GeV$ is the only NB with the spin $J \neq 1$ in the mass range $0 < m < 2m_W$, it means that the NB at a mass around $125\ GeV$ possesses both the spin $J = 0$ property and the spin $J = 2$ property. The LHC experimental data show that the spin $J = 2$ version still remains. Even the existing experimental data can not completely exclude the spin $J = 2$ version.

The existing experimental data also show that there are weak signals around $135\ GeV$ that are in favour of the predicted new NB in the mass range below $160\ GeV$.

REFERENCES

1. ATLAS Collaboration. Phys. Lett. B 716, 1 (2012).
2. CMS Collaboration. Phys. Lett. B 716, 30 (2012).
3. L. D. Landau, Dokl. Akad. Nauk USSR 60, 207 (1948).
4. C. N. Yang, Phys. Rev. 77, 242 (1950).
5. ATLAS Collaboration. Phys. Lett. B 726, 120 (2013).
6. K. A. Olive et al., Particle Data Group, Chin. Phys. C 38, 090001 (2014).

SEARCH FOR THE ASSOCIATED PRODUCTION OF THE HIGGS BOSON WITH A TOP QUARK PAIR IN MULTILEPTON FINAL STATES WITH THE ATLAS DETECTOR

N.A. Huseynov, Y. Ilchenko*

JINR, Dubna, Russia, nguseynov@jinr.ru

**University of TEXAS, Austin, USA, ilchenko@physics.utexas.edu*

A search for the associated production of the Higgs boson with a top quark pair is performed in multilepton final states using 20.3fb^{-1} of proton–proton collision data recorded by the ATLAS experiment at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ at the Large Hadron Collider. Five final states, targeting the decays $H \to WW^*$, $\tau\tau$, and ZZ^*, are examined for the presence of the Standard Model (SM) Higgs boson: two same-charge light leptons (e or μ) without a hadronically decaying τ lepton; three light leptons; two same-charge light leptons with a hadronically decaying τ lepton; four light leptons; and one light lepton and two hadronically decaying τ leptons. No significant excess of events is observed above the background expectation. The best fit for the $t\bar{t}H$ production cross section, assuming a Higgs boson mass of 125 GeV, is $2.1^{+1.4}_{-1.2}$ times the SM expectation, and the observed (expected) upper limit at the 95% confidence level is 4.7 (2.4) times the SM rate. The p-value for compatibility with the background-only hypothesis is 1.8σ; the expectation in the presence of a Standard Model signal is 0.9σ.

The discovery of a new particle H with a mass of about 125 GeV in searches for the Standard Model (SM) Higgs boson at the LHC was reported by the ATLAS and CMS Collaborations in July 2012. The particle has been observed in the decays $H \to \gamma\gamma$, $H \to ZZ^* \to 4l$, and $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ and evidence has been reported for $H \to \tau\tau$, consistent with the rates expected for the SM Higgs boson. The observation of the process in which the Higgs boson is produced in association with a pair of top quarks $(t\bar{t}H)$ would permit a direct measurement of the top quark–Higgs boson Yukawa coupling in a process that is tree-level at the lowest order, which is otherwise accessible primarily through loop effects. Having both the tree- and loop-level measurements would allow disambiguation of new physics effects that could affect the two differently, such as dimension-six operators contributing to the *ggH* vertex. This letter describes a search for the SM Higgs boson in the $t\bar{t}H$ production mode in multilepton final states. The five final states considered are: two same-charge-sign light leptons (e or μ) with no additional hadronically decaying ^{2} lepton; three light leptons; two same-sign light leptons with one hadronically decaying ^{2} lepton; four light leptons; and one light lepton with two hadronically decaying τ candidates. These channels are sensitive to the Higgs decays $H \to WW^*$, $\tau\tau$, and ZZ^* produced in association with a top quark pair decaying to one or two leptons. A similar search has been performed by the CMS Collaboration. The selections of this search are designed to avoid overlap with ATLAS searches for $t\bar{t}H$ in $H \to b\bar{b}$ and $H \to \gamma\gamma$ decays. The main backgrounds to the signal arise from $t\bar{t}$ production with additional jets and non-prompt leptons, associated production of a top quark pair and a vector boson W or Z (collectively denoted $t\bar{t}V$), and other processes where the electron charge is incorrectly measured or where quark or gluon jets are incorrectly identified as τ candidates.

This analysis is a search for $t\bar{t}H$ production; as such, production of tHqb and tHW is considered as a background and set background to Standard Model induces expectation. a shift of Including $\Delta\mu = -0.04$ this compared contribution to setting as a it to zero. A full extraction of limits on the top quark Yukawa coupling including the relevant modifications of single top plus Higgs boson production. The results are sensitive to the assumed cross sections for $H \to WW^*$, and $t\bar{t}Z$ production, and use theoretical predictions for these values as experimental measurements do not yet have sufficient precision. The best-fit μ value as a function of these cross sections is

$$\mu(t\bar{t}H) = \mathbf{2.1 - 1.4}\left(\frac{\sigma(t\bar{t}W)}{\mathbf{232}\, fb} - \mathbf{1}\right) - \mathbf{1.3}\left(\frac{\sigma(t\bar{t}Z)}{\mathbf{206}\, fb} - \mathbf{1}\right)$$

A search for $t\bar{t}H$ production in multilepton final states has been performed using 20.3fb of proton–proton collision data at $t\bar{t}H$ recorded by the ATLAS experiment at the LHC. The best-fit value of the ratio μ of the observed production rate to that predicted by the Standard Model is $2.1^{+1.4}_{-1.2}$. This result is consistent with the Standard Model expectation. A 95% confidence level limit of $\mu < 4.7$ is set. The expected limit in the absence of $t\bar{t}H$ signal is $\mu < 2.4$. The observed (expected) p-value of the no-signal hypothesis corresponds to $1.8\sigma(0.9\sigma)$.

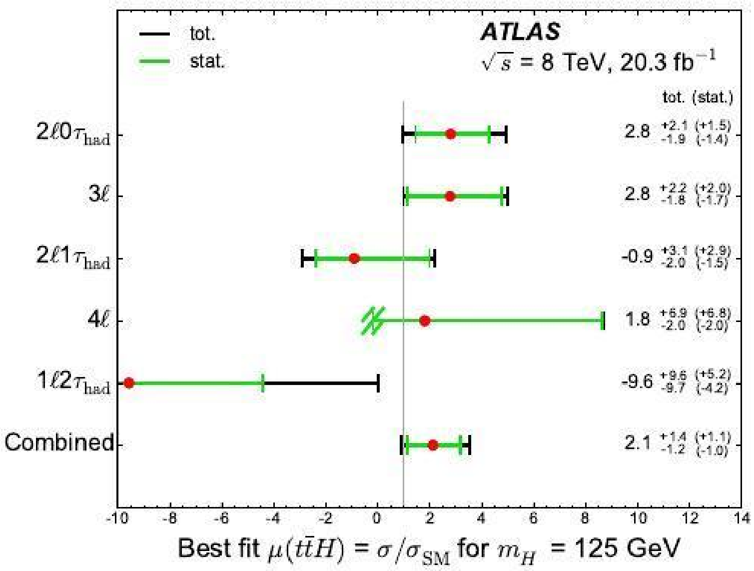


Figure 1. Best-fit values of the signal strength parameter $\mu = \sigma_{t\bar{t}H,obs} / \sigma_{t\bar{t}H,SM}$.
For the 4l Z-depleted category, $\mu < -0.17$ results in a negative expected total yield and so the lower uncertainty is truncated at this point.

AKSİAL-VEKTOR MEZONUN NUKLONLARLA QARŞILIQLI TƏSİR SABİTİ

Ş.Ə. Məmmədov[1], N.C. Hüseynova[1,2]

(1)BDU, Fizika Problemləri ETİ

(2) BDU Nəzəri Fizika Kafedrası

nerminh236@gmail.com

AdS/KXD-nin sərt divar modelində a_1 aksial vektor mezon ilə nuklonların qarşılıqlı təsiri məsələsinə baxılmışdır. AdS fəzasının daxilində A_L və A_R kalibrləşmə sahələri vasitəsilə aksial vektor sahə və kiral simmetriyanı pozmaq üçün psevdoskalyar sahə daxil edilmişdir. Bu sahələr üçün AdS fəzasının daxilində Laqranjian yazılmış, hərəkət tənlikləri alınmış və bu tənliklərin həlli olan profil funksiyaları tapılmışdır. AdS/KSN uyğunluğuna əsaslanaraq daxili fəzada yazılmış qarşılqlı təsir Lagranjianından istifadə edərək a_1 mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabiti g_{a_1NN} üçün sərt divar modelində əlavə ölçü üzrə integral ifadələr alınmışdır.

Açar sözlər: *Anti de Sitter fəzası, aksial vektor, mezon, nuklon, profil funksiya*

I. GİRİŞ

Konformal sahə nəzəriyyəsi uyğunluğuna görə 5 ölçülü Anti-de-Sitter fəzasının daxilində təyin olunmuş ixtiyari sahəyə, bu fəzanın ultrabənövşəyi sərhəddində operator qarşı qoyulur. Sərhəddə təyin olunmuş Kvant Xromodinamikasındakı konfaynment xassəsi daxildəki AdS fəzası ilə 2 üsulla verilir ki, bunlar da AdS/KXD nəzəriyyəsinin sərt və yumşaq divar modelləri adlanır [1,2] :

1)Sərt divar modelində fəzanın üzərinə kəskin (infraqırmızı) sərhəd şərti qoyulmaqla, nəzəriyyə məhdud oblastda qurulur. Sərt divar modeli mezonlar üçün xətti asılı olaraq artan kütlə spektri verir.

2)Yumşaq divar modelində 5 ölçülü integralın qiymətini sonlu etmək üçün təsirin ifadəsinə eksponensial vuruq şəklində Dilaton sahəsi daxil edilir. Yumşaq divar modeli mezonların kütləsinin kvadratı üçün xətti asılı olaraq artan spektr verir.

Təqdim olunan işdə aksial-vektor mezon ilə nuklonların qarşılıqlı təsir məsələsi AdS/KXD-nin sərt divar modelində tədqiq edilmişdir. Qeyd edək ki, bu qarşılıqlı təsir bugunə qədər sərt divar modelində araşdırılmamışdır. Biz əvvəlki işlərimizdə yumşaq divar modelində vakuumda a_1-mezonun nuklonlarla [3] qarşılıqlı təsirini araşdırmış və uyğun qarşılıqlı təsir sabitinin ədədi qiymətini hesablamışıq.

Məqalədə sərt divar modeli çərçivəsində a_1-mezon və nuklonlar üçün AdS fəzasının daxilində Laqranjian yazılmış, hərəkət tənlikləri alınmış və bu tənliklərin həlli olan profil funksiyaları tapılmışdır.

Anti-de-Sitter Konformal Sahə Nəzəriyyəsi uyğunluğuna əsaslanaraq daxili fəzada yazılmış qarşılqlı təsir Lagranjianlarından istifadə edərək AdS fəzasının daxilində a_1-mezon-nuklon qarşılıqlı təsir sabiti üçün əlavə ölçü üzrə integral ifadə alınmışdır Sonra isə aldığımız ifadəni yumşaq divar modelində alınan qiymətlə müqayisə etmişik.

II. SƏRT DIVAR MODELI

Sərt divar modelində fəzanın üzərinə kəskin (infraqırmızı) sərhəd şərti qoyulmaqla, nəzəriyyə məhdud oblastda qurulur və təsir (1) dusturu ilə təyin olunur:

$$I = \int_0^{z_M} \mathrm{d}^5 x \sqrt{g}\, \mathrm{L}, \tag{1}$$

burada inteqrallama 0-dan z_M-ə qədər aparılır, $g = |det g_{MN}|$ (M,N=1,2,3,4,5) və AdS fəzasının metrikası aşağıdakı şəkildə təyin olunur.

$$ds^2 = \frac{1}{z^2}\left(-dz^2 + \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu\right) \quad \mu,\nu = 0,1,2,3$$

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

Burada $\eta_{\mu\nu}$ isə Minkovski metrikasıdır.

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

III. ANTI-DE-SITTER FƏZASININ SƏRT DIVAR MODELINDƏ AKSIAL VEKTOR MEZON

AdS fəzasının daxilində 2 ədəd A_L^M və A_R^M kalibrləşmə sahələri vardır ki, bunlar da $SU(2)_L \times SU(2)_R$ kiral simmetriya qrupuna tabe olaraq sol və sağ kiral sahələr kimi çevrilir. İç fəzada kalibrləşmə sahələrindən başqa bir skalyar X sahəsi də var ki, bu sahənin A_L^M və A_R^M kalibrləşmə sahələri ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində kiral simmetriya pozulur. Skalyar X sahəsi $SU(2)_L \times SU(2)_R$ qrupunun bifundamental təsviri kimi çevrilir. Vektori sahələr üçün Anti De Sitter Konformal Sahə Nəzəriyyəsi prinsipinə görə vektori sahənin Kaluza-Kleyn modalarının ultrabənövşəyi sərhəddəki qiyməti vektor mezonların hallarına uyğun gəlir. Zərrəciklər fizikasında ən yüngül zərrəcik $\rho\ mezon$ olduğundan, Kaluza-Kleyn modasının birinci həyəcanlaşma səviyyəsinə $\rho\ mezon$ uyğun gəlir [3]. Lakin aksial vektor üçün sərhəd şərtlərindən istifadə olunur və beləliklə a_1 mezon üçün həm kütlə spektrinin ifadəsi və həm də həyəcanlaşma səviyyələri ρ mezonun kütlə düsturu və səviyyələri ilə üst-üstə düşür.

Bütün bu sahələr üçün yekun təsir belə olur:

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

Burada 5-ölçülü qarşılıqlı təsir sabiti rəng yükündən asılıdır:

$$g_5^2 = \frac{12\pi^2}{N_c} = 2\pi$$

Bu iki kalibrləşmə sahələrini toplayaraq yekun vektori sahə və aksial-vektori sahə alarıq: $V = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_L + A_R)$. $A = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_L - A_R)$

Sadəlik üçün biz $A_5 = 0$ kalibrovkasında işləyəcəyik. Təsirin (4) ifadəsindən təyin olunan vektori sahə üçün hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkildədir:

$$\left[-\frac{m_n^2}{z} - \partial_z\left(\frac{1}{z}\right)\partial_z + \frac{2g_5^2v^2}{z^3}\right]A_n(z) = 0 \qquad (5)$$

$$A_n(z=0) = \partial_z A_n(z_M) = 0 \qquad (6)$$

sərhəd şərtindən istifadə edərək a_1 aksial vektor mezon üçün aşağıdakı dalğa funksiyası alınmışdır:

$$A_1(z) = \frac{z\,J_1(m_{a_1}z)}{\sqrt{\int_0^{z_M} dz\, z[J_1(m_{a_1}z)]^2}} \qquad (7)$$

Burada $J_1(m_{a_1}z)$ 1-ci tərtib Bessel funksiyasıdır.

IV. ANTI-DE-SITTER FƏZASININ SƏRT DIVAR MODELINDƏ NUKLONLAR

İşdə əsas məqsədimiz sərhəddəki aksial vektor spinorlarını təsvir etmək üçün 5 ölçülü daxili fəzada 1cüt spinor daxil etməkdir. Sərhəddəki $\mathcal{O}_L$ və $\mathcal{O}_R$ nuklonlar $SU(2)_L \times SU(2)_R$ qrupunun təsiri altında müxtəlif cür çevrildiyindən 5 ölçülü fəzada $\mathcal{O}_L$ və $\mathcal{O}_R$ -ə uyğun olaraq 2 ədəd 5 ölçülü vektor spinorlar daxil edilir. Bu nuklonlar üçün təsir aşağıdakı şəkildədir:

$$S = \int d^4x\,dz\sqrt{g}\left(\frac{i}{2}\bar{\Psi}_1 e_A^N \Gamma^A D_N \Psi_1 - \frac{i}{2}(D_N\Psi_1)^+\Gamma^0 e_A^N \Gamma^A \Psi_1 - m_5\bar{\Psi}_1\Psi_1\right) \qquad (8)$$

burada $e_A^N = z\delta_A^N$əyrixətli fəzadan düzxətli fəzaya keçid veylbeyni adlanır və $g^{MN} = e_A^M e_B^N \eta^{AB}$. $D_N = \partial_N - \frac{1}{8}\omega_N^{AB}\,[\Gamma^A,\Gamma^B] - i(A_L^a)_M t^a$ isə kovariant törəmədir. Spin əlaqənin sıfırdan fərqli komponentləri aşağıdakılardır:

$$\omega_\mu^{5A} = -\omega_\mu^{A5} = \frac{1}{z}\delta_\mu^A \quad (\mu = 0,1,2,3)$$

$\{\Gamma^A,\Gamma^B\} = 2\eta^{AB}$ $\Gamma^A = (\gamma^\mu, -i\gamma^5)$ isə 5-ölçülü qamma matrislərdir.

Təsirin (8) ifadəsindən hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkildə tapılır:

$$[ie_A^N\Gamma^A\partial_N - \frac{1}{8}\omega_N^{AB}\,[\Gamma^A,\Gamma^B]e_A^N\Gamma^A - m_5]\Psi_1 = 0 \qquad (9)$$

(12) ifadəsindən profil funksiyalar üçün aşağıdakı tənliklər sistemi alınır

$$\left[\partial_z^2 - \frac{4}{z}\partial_z + \frac{6-m_5-m_5^2}{z^2}\right]f_{1R} = -p^2 f_{1R};$$
$$\left[\partial_z^2 - \frac{4}{z}\partial_z + \frac{6+m_5-m_5^2}{z^2}\right]f_{1L} = -p^2 f_{1L}; \qquad (10)$$

Sərhəd şərtlərindən istifadə edərək nuklonların profil funksiyaları üçün aşağıdakı ifadələr alınmışdır:

$$f_{1L} = C_1 z^{\frac{5}{2}} J_2(|p|z),\ \ f_{1R} = C_2 z^{\frac{5}{2}} J_3(|p|z)$$
$$f_{2L} = -C_2 z^{\frac{5}{2}} J_3(|p|z),\ \ f_{2R} = C_1 z^{\frac{5}{2}} J_2(|p|z) \qquad (11)$$

Burada C_1 və C_2 normallaşma əmsallarıdır və normallaşma şərtindən onlar üçün aşağıdakı ifadələr alınır:

$$|C_{1,2}| = \frac{\sqrt{2}}{z_M J_2(m_n z_M)} \qquad (12)$$

(11) ifadələrindən göründüyü kimi nuklonlar üçün profil funksiyalar bir-birilə aşağıdakı şəkil-də əlaqəlidirlər:

$$f_{1L} = f_{2R}, \ f_{1R} = -f_{2L}$$

V. AKSIAL-VEKTOR MEZONUN NUKLONLARLA QARŞILIQLI TƏSİR SABİTİ

İç fəzada nuklonların aksial vektori sahə ilə qarşılıqlı təsiri I təsirlə ifadə olunur:

$$I = \int d^5x \ \sqrt{g} \ \mathcal{L}_{q/t} \qquad (13)$$

Burada qarşılıqlı təsir Laqranjianı $\mathcal{L}_{q/t}$ 2 həddən ibarətdir:

$$\mathcal{L}_{q/t} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 \qquad (14)$$

Burada $\mathcal{L}_1$ minimal qarşılıqlı təsir Laqranjianı club

$$\mathcal{L}_1 = \frac{1}{2}\{\bar{\Psi}_1 \Gamma^\mu A_\mu \Psi_1 - \bar{\Psi}_2 \Gamma^\mu A_\mu \Psi_2\}, \qquad (15)$$

aksial vektori sahənin nuklon cərəyanı ilə qarşılıqlı təsiri həddindən ibarətdir.

$$\mathcal{L}_2 = \frac{i}{4} k_1 \{\bar{\Psi}_1 [\Gamma^5, \Gamma^\mu] \partial_5 A_\mu \Psi_1 + \bar{\Psi}_2 [\Gamma^5, \Gamma^\mu] \partial_5 A_\mu \Psi_2\} \qquad (16)$$

$\mathcal{L}_1$ və $\mathcal{L}_2$ Laqranjianlarından $g_{a_1 NN}$ qarşılıqlı təsir sabiti üçün aşağıdakı integral ifadələri alırıq:

$$g_{a_1 NN}^{(0)nm} = \int_0^{z_M} \frac{dz}{2z^4} A_1(z) \left(f_{1R}^{(n)*}(z) f_{1R}^{(m)}(z) - f_{1L}^{(n)*}(z) f_{1L}^{(m)}(z) \right) \qquad (17)$$

Analoji olaraq

$$g_{a_1 NN}^{(1)nm} = \int_0^{z_M} \frac{k_1 dz}{z^3} \partial_z A_1(z) \left(f_{1L}^{(n)*}(z) f_{1L}^{(m)}(z) + f_{1R}^{(n)*}(z) f_{1R}^{(m)}(z) \right) \qquad (18)$$

Beləliklə, AdS/KXD-nin sərt divar modelində aksial vektor mezon nuklon qarşılıqlı təsir sabiti (17) və (18) təsirlərinin cəmi şəklində ifadə olunur:

$$g_{a_1 NN} = g_{a_1 NN}^{(0)nm} + g_{a_1 NN}^{(1)nm} \qquad (19)$$

Cədvəl.

Aksial vektor mezon nuklon qarşılıqlı təsir sabitinin ədədi qiyməti

n	m_N	$m_N^{h.w.}$	$g_{a_1 NN}^{(0)nm}$	$g_{a_1 NN}^{(1)nm}$	$g_{a_1 NN}^{h.w.}$	$g_{a_1 NN}^{s.w.}$	$g_{a_1 NN}^{exp.}$
0	0.94	1.089	-0.12	1.55	1.43	0.7704	4.7 ± 0.6
1	1.44	1.323	-0.105	1.28	1.175	0.4363	---
2	1.535	1.556	-0.08	1.026	0.946	0.295	---

ƏDƏBİYYAT

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)

CONDENSATE DEPENDENCE OF PROFILE FUNCTION OF AXIAL VECTOR MESON

Sh.A. Mamedov[1], N.J. Huseynova[1,2], A. E. Gardashova[2]

(1) Institute of Physical Problems of BSU

(2) Theoretical Physics Department of BSU

nerminh236@gmail.com

The condensate dependence of axial vector meson-spinor interaction was considered in the hard-wall framework of AdS/QCD. Bulk-to boundary propagators for the bulk axial vector field was presented, which boundary values are corresponded to the a_1 meson respectively. The action was obtained from the bulk interaction Lagrangian, where was included condensate dependence of profile function of a_1 meson.

Key words: *Condensate, axial vector, meson, profile function*

I. INTRODUCTION

During the last few years applications of gauge/gravity duality [1, 2] to hadronic physics attracted a lot of attention and various holographic dual models of QCD were proposed in the literature. These models were able to incorporate such essential properties of QCD as confinement and chiral symmetry breaking and also to reproduce many of the static hadronic observables, with values rather close to the experimental ones. Within the framework of the AdS/QCD models, by modifying the theory in the 5-dimensional AdS bulk one may try to explain experimental results in different sectors of QCD.

There are two main models of AdS/QCD, which are called hard-wall and soft-wall models.

In the present paper, we will be interested in the hard-wall AdS/QCD model, where the confinement is modeled by sharp cutting of the AdS space along the extra fifth dimension at a wall located at some finite distance $z = z_0$. In the framework of this hard-wall model, it is possible to find form-factors and wave functions of mesons and baryons.

In general, the vector sector is less sensitive to the infrared (IR) effects, since this symmetry is not broken in QCD. However, the axial-vector sector appears to be very sensitive to the particular way the chiral symmetry is broken, or in other words, to the bulk content and the shape of the IR wall.

In this respect, one of the interesting objects to study in the holographic dual models of QCD is the axial vector meson.The properties of the axial vector meson were studied in various holographic approaches.

In this paper, working in the framework of the hard-wall model we describe a formalism to calculate the wave function of the a_1 meson. For this aim we consider condensate depends of profile function of a_1 meson.

II. HARD-WALL MODEL

In the hard-wall model the confinement is modeled by sharp cutting of the AdS space along the extra fifth dimension. Action for this model is [3]:

$$I = \int_0^{z_M} \mathrm{d}^5 x \sqrt{g}\, \mathrm{L}, \tag{1}$$

where $g = |det g_{MN}|$ (M,N=1,2,3,4,5) and the metric of AdS/QCD is :

$$ds^2 = \frac{1}{z^2}\left(-dz^2 + \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu\right) \quad \mu,\nu = 0,1,2,3$$

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

where $\eta_{\mu\nu}$ is a Minkovskii metric

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

III. AXIAL VECTOR MESON AND ITS PROFIL FUNCTION

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 $SU(N_F)_L \times SU(N_F)_R$. Besides gauge fields there is scalar field X , which transforms under bifundamental representation of gauge group $SU(N_F)_L \times SU(N_F)_R$. Action for these fields has a form:

$$I = \int d^5 x \; \sqrt{g} \left\{-|DX|^2 + 3|X|^2 - \frac{1}{4g_5^2}\left(F_L^2 + F_R^2\right)\right\}. \tag{4}$$

Here 5-dimensional coupling constant is related with number of colors

$$g_5^2 = \frac{12\pi^2}{N_c} = 2\pi$$

We can get a vector and axial vector fields from these gauge fields by composing them as following:

$$V = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_L + A_R). \qquad A = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_L - A_R)$$

In the holographic model of hadrons, QCD resonances correspond to Kaluza-Klein (KK) excitations in the sliced AdS background. In particular, vector mesons correspond to the KK modes of transverse vector gauge field in this model. Since the gauge symmetry in the vector sector of the Holographic model is not broken, similarly vector case, the axial-vector mesons are the modes of the transverse part of the axial-vector gauge field. Since the axial-vector gauge symmetry is broken in the 5D background, the longitudinal components have physical meaning and are related to the pion field as:

$$A^a_{M||}(x,z) = \partial_M \psi^a(x,z)$$

where $\psi^a(x,z)$is a pion field. We shall work in $A_5 = 0$ gauge.

Equation of motion for axial vector field will be obtained from the action $(\mathbf{4})$ and has a form:

$$\partial_z^2 a_1^0 + \frac{1}{z}\partial_z a_1^0 + \left[\bar{\omega}_0^2 - g^2\left(m_q + \sigma z^2\right)^2 - \frac{1}{z^2}\right] a_1^0 = 0 \qquad (5)$$

For finding mass spectrum in this case it is reasonable to apply the IR boundary condition to the asymptotic solution found at IR limit. For the IR asymptotic solution we shall take $z \to z_{IR}$ limit from (4) and set the $z = z_{IR}$ in the condensate term. Before doing this approximation let us compare numerically the last two terms in equations (4) when $z \to z_{IR}$. The approximate values are as follow:

$$z_{IR}^{-1} \approx 0.33\,GeV,\ z_{IR} \approx 3(GeV)^{-1},\ z_{IR}^4 \approx 81(GeV)^{-4}$$

$$\sigma \approx (0.3)^3(GeV)^3,\ g^2 = 4\pi^2/N_c \approx 13.2$$

Then

$$g^2\sigma^2(z_{IR})^4 \approx 0.06(GeV)^2,\ \ 1/(z_{IR})^2 = 0.1(GeV)^2 \qquad (6)$$

Thus, the $1/z^2$ term contributes twice more than the $g^2\sigma^2 z^4$ term and so, we may make an approximation in (4) by setting $z = z_{IR}$ only in the condensate term and keeping the term $1/z^2$ variable. At this limit the condensate term in the equations (4) becomes constant and the IR asymptotic solution of these equations is expressed in terms of Bessel function J_1:

$$a_{1s}^a = czJ_1(\bar{m}_a^s z) \qquad (7)$$

Obviously, the UV boundary condition was applied on this solution. The mass spectrum $\bar{m}_a^s$ in (7) is expressed in terms of z_{IR} :

$$\bar{m}_0^s = \sqrt{(\bar{\omega}_0^s)^2 - g^2\left(m_q + \sigma(z_{IR})^2\right)^2} \approx \bar{\omega}_0^s - \frac{g^2\left(m_q + \sigma(z_{IR})^2\right)^2}{2\bar{\omega}_0^s}$$

after using from the boundary conditions (6) , we get the profile function for the axial-vector meson a_1 as:

$$A_1(z) = \frac{z J_1(\bar{m}_0^s z)}{\sqrt{\int_0^{z_M} dz\, z\left[J_1(\bar{m}_0^s z)\right]^2}} \qquad (8)$$

where $J_1(\bar{m}_0^s z)$ is a first kind Bessel function, $\bar{\omega}_0^s$ is a vacuum mass of axial vector meson.

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)

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК И КВАЗАРОВ ПО ЗНАЧЕНИЯМ КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

Дж.С. Алиев, П.Н. Шустарев

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория, НАНА, AZ5618, Шамахы

jascience@yahoo.com

Впервые Барбидж и Барбидж [1], *изучая красные смещения известных на то время нескольких десятков квазаров, обратили внимание на то, что более десяти из них имеют примерно одинаковые значения (z≈1.95). В дальнейшем, исследованию этой проблемы были посвящены множество работ, и были найдены дополнительные пики в распределении значений красного смещения. Уже в начале 70-х годов прошлого века стало ясно, что подобных пиков в распределении достаточно много и астрофизики начали поиски объяснений данному феномену.*

В настоящее время накоплено большого объема данных по фотометрическим красным смещениям, как для галактик, так и для квазаров. Для обработки этих данных, нами было создано программа-пакета ***GalRedShifAn*** *и она применена к анализу данных каталога* ***SWIRE***. *На основе анализа подтвержден исторический вывод о дискретности распределения галактик и квазаров по красным смещениям, и проведен спектральный анализ такого распределения*.

1. Введение

Вопрос о равномерности распределения внегалактических объектов во Вселенной является, пожалуй, одним из ключевых в процессе построения сценария ее возникновения и эволюции. Анализ наблюдательных данных долгое время не давал однозначного ответа на этот вопрос, вследствие их малочисленности, однако некоторые странности, выявляемые в результате их обработки, стали известны уже во второй половине 60-х годов прошлого века.

Впервые в работе Барбидж и Барбидж [1], авторы обратили внимание на то, что из известных на то время нескольких десятков квазаров, более десяти имеют примерно одинаковые значения красного смещения (z≈1.95). В следующей работе Барбидж [2] на основе анализа красных смещений для 73-х квазаров, получил распределение значений красных смещений в виде ряда пиков, причем для двух пиков была показана их статистическая значимость (z≈0.061 и z≈1.95). Кроме того, в работе была сделана попытка по определению величин z для других пиков – zobs≈0.061*n* , где *n*-порядковый номер группы. Но данная эмпирическая формула была по многим причинам неточна.

В дальнейшем, дополнительные пики в распределении значений красного смещения были найдены в ряде работ различных авторов, а в работе Карлсон [3] автором была выведена более точная эмпирическая формула для определения положений пиков на кривой распределения и соотношений высот соседних пиков.

В 2000-х годах Барбидж с соавторами возвращается к данной теме. В работе [4] авторы анализируют новые наблюдательные данные, полученные для квазаров. Авторы считают, что закономерность, полученная Карлсоном, есть результат трех эффектов: космологического, т.е. эффекта расширения Вселенной, пекулярных скоростей квазаров и физикой того или иного объекта. В работе [5] Напер и Барбидж анализируют закономерность, полученную Карлсоном, на основе наблюдательных данных для однородной группы квазаров из обзора ***2dFQSO***. Как показал анализ, имеются достаточно большие расхождения.

В 70-х годах прошлого века Тифт [6-8] показал, что у части спиральных галактик имеются два противоположно направленных потока материи, причем разница их скоростей у всех галактик составляет примерно 72.5 *km*/*c*. В тех же работах было показано, что гравитационно-связанные галактики (пары, группы и т.д.) движутся по своим орбитам с той же скоростью – 72.5 *km*/*c*. Впоследствии, как Тифтом, так и другими авторами было показано, что для галактик так же возможны и другие значения разности скоростей (например, в работе [9] авторы уверенно выделяют для некоторых галактик и скорость 37.5 *km*/*c*), но всегда кратные значению 72.5 *km*/*c* и была выведена формула для вычисления этих значений, впоследствии названная именем выдающегося канадского астрофизика серией Белла. В этой серии (а вернее в формуле, описывающей ее) у нас уже два целых положительных числа, что дало повод некоторым астрофизикам говорить о некоем “квантований” значений z. Однако моделей, удовлетворительно объясняющих полученные наблюдательные факты, так и не было создано.

Большой вклад в исследование распределения внегалактических объектов по значениям красного смещения внес Белл [10].

В 2000-х годах появляются новые, значительно более широкие по объему фотометрического наблюдательного материала, обзоры неба (например, SDSS, SWIRE и др.). Были предложены различные методы определения, так называемого, фотометрического красного смещения, что позволило, в свою очередь, проводить анализ распределения значений красного смещения на гораздо большем наблюдательном материале. Но надо сказать, что просто увеличение количества наблюдательного материала еще не гарантия его качества, а также качества методик, используемых для вычисления тех или иных параметров.

В работе [11], где на основе широкого обзора неба (более миллиона внегалактических объектов) из SWIRE Photometric Redshift Catalogue [12], было показано с большой достоверностью, что внегалактические объекты распределены по значениям красного смещения неравномерно. Были определены положения пиков на кривых распределений для внегалактических объектов различных морфологических типов.

В настоящей работе, для дальнейшего анализа кривых распределений, мы пользуемся наблюдательными данными из вышеупомянутого обзора SWIRE.

2. Постановка задачи и методы исследования

В этой заметке мы намерены провести обработку данных из **SWIRE**, с целью привести ясность к проблеме о дискретности распределения галактик и квазаров во вселенной, с одной стороны, и провести спектральный анализ данных по красным смещениям, с другой. Чтобы выполнить обработку данных **SWIRE**, было создано программа-пакета ***GalRedShifAn*** **(Galaxy Redshift Analyzer)**, которая выполняет построения двумерных и трехмерных графиков распределения данных по α (прямое восхождение), δ (наклонение) и z (красное смещение); проводит спектральный анализ; отождествляет теоретические кривые с данными и т.д..

Из SWIRE для анализа выбраны данные по четырём пространственным направлениям:

1) $\sim\, \in (239.495, 245.689)$, $\quad ¢ \in (52.877,\ 57.12)$;

2) $\sim\, \in (247.10, 251.16)$, $\quad ¢ \in (39.64,\ 42.56)$;

3) $\sim\, \in (157.665, 165.097)$, $\quad ¢ \in (57.04,\ 59.75)$;

4) $\sim\, \in (33.44, 37.31)$, $\quad ¢ \in (-6.52,\ -3.70)$.

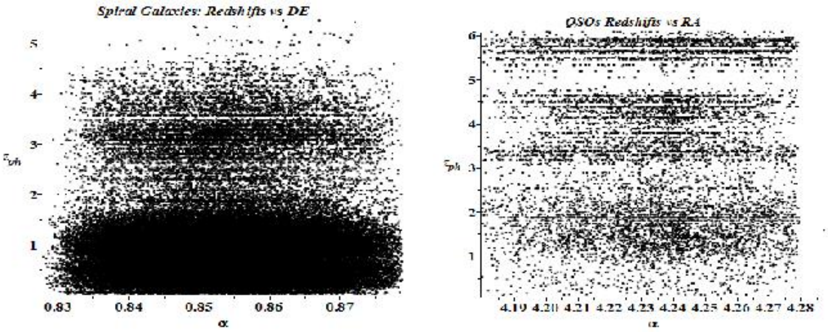
Были рассмотрены все эллиптические и спиральные галактики, квазары а отдельности и вместе.

3. Результаты

Для изучения распределения галактик и квазаров по красному смещению были построены двумерные и трехмерные зависимости z от α и δ, и построены зависимости числа галактик и квазаров от z, проведен спектральный анализ распределения числа объектов от z.

3.1. Двумерные распределения

Как видно из Рис. 1, для спиральных галактик и квазаров распределение красного смещения от прямого восхождения имеет слоистую структуру.

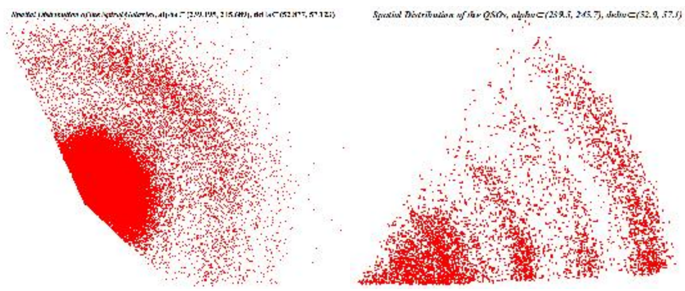


a) **b)**

Рис. 1: Зависимость красного смещения от прямого восхождения для спиральных галактик (а) и квазаров (b)

3.2. Трехмерные распределения

Рис. 2 еще раз показывает, что пространственное распределение спиральных галактик и квазаров по красному смещению имеет слоистую структуру:

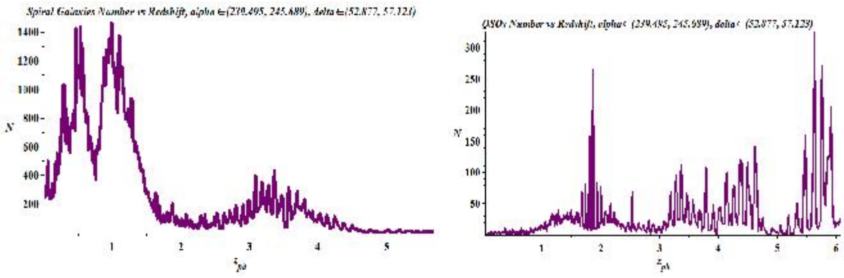


a) **b)**

Рис 2: Пространственное распределение галактик (а) и квазаров (b) по красному смещению

3.3. Распределение числа галактик и квазаров по красному смещению

Из Рис. 3 видно, что число галактик и квазаров имеет явные пики в отдельных значениях красного смещения.



a) **b)**

Рис 3: Зависимость числа галактик (a) и квазаров (b) от красного смещения

3.4. Спектральный анализ данных галактик и квазаров

Спектральный анализ данных преследует цель выявить периодичность (дискретность) распределения числа объектов по красному смещению. В примере эллиптических галактик были найдены возможные шаги чередования. Сопоставление данных и модельной кривой (Рис. 4) указывает на правильное нахождение периодов, точнее значений шагов красного смещения, при которых распределение данных имеет пики.

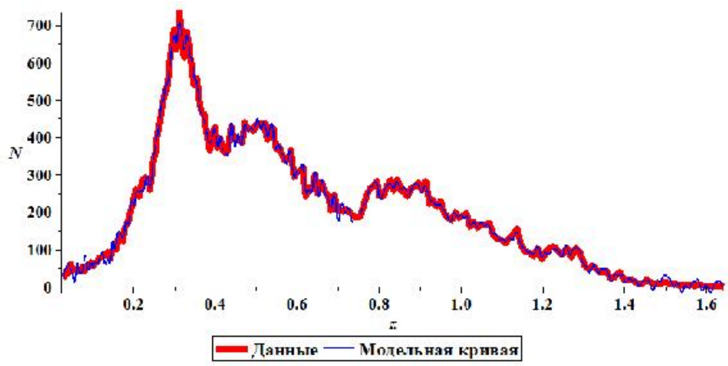


Рис. 4: Сопоставление данных эллиптических галактик и модельной кривой

Таким образом, двумерные и трехмерные распределения и спектральный анализ подтверждает дискретное распределение галактик и квазаров по пространству.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burbidge G.R., Burbidge E.M., 1967, ApJ, 148, L107.
2. Burbidge G.R., 1968, ApJ, 154, L41.
3. Karlsson K.G., 1971, A&A, 13, 333.
4. Burbidge G.R., Napier W.M., 2001, Astron. J., 121, 21.
5. Napier W.M., Burbidge G.R., 2003, MNRAS, 342, 601.
6. Tifft W.G., 1976, ApJ, 206, 38.
7. Tifft W.G., 1977, ApJ, 211, 31.
8. Tifft W.G., 1977, ApJ, 211, 377.
9. Napier W.M., Guthrie B.N.G., 1997, J. Astrophys. Astr., 18, 455.
10. Bell M.B., 2007, ApJ, 667, L129.

11. Shustarev P.N. et al., 2014, Astron. Circular, 1606.
12. Rowan-Robinson M., Babbedge T., Oliver S. et al., 2008, MNRAS, 386, 697.
13. Broadhurst T.J. et al., 1990, Letters to Nature, 343, 726.

АНАЛИЗ ГРАНИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ СУММЫ БЕСКОНЕЧНО МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ ПАРАМЕТРОВ ФИГУРЫ ЗЕМЛИ

Г.Т. Аразов, Т.Г. Алиева*

Бакинский Государственный Университет

*НИИ Прикладной Математики, НИИ Физических Проблем**

arazov_h@ yahoo.com

Оценки наблюдений отражает в себе суммы всех действий всех объектов и процессов во всей Вселенной. Она существует как единая автоматизированная динамическая система. К каждому моменту этой системы соответствует единая система статистических данных. Эти статические данные можно разделят на двух класс: 1) Сумма действий которые больше погрешностей наблюдений. Они могут быть учтены при помощи математических моделирований. Все в природе наблюдаемые основные закономерности формированы под действием суммы этих действий; Таковы законы Кеплера, законы Тяготения Ньютона, закономерности эволюции восхода и захода Солнца, Луны и так далее [1]; 2) Сумма действий которых равны или меньше погрешностей наблюдений. Эти суммы называются суммой бесконечно малых возмущений. Они во всех наблюдаемых динамических процессах принимают скрытое участие. В природе наблюдаемые все аномальные явления формируются под действием этих неуловимых действий. Таковы множества атмосферных явлений, цунами, землетрясения, извержения вулканов; эволюции явлений отливов, приливов и движения земных плит и так далее [1; 2; 6].

В данной работе показано, что при определении параметров Земли необходимо оказать особое внимание к сумме бесконечно малых действий, численные значения, которых равны или меньше оценок погрешностей наблюдений. Она при появлении резонансов между слагаемыми может причиной различных аномальных явлений.

Ключевые слова: *сумма бесконечно малых возмущений; спектральный анализ; граничные значение; параметры Земли.*

Поверхность фигуры Земли, ее внутренняя структура, движения и скорость вращения находятся под воздействием суммы бесконечно множество сил и процессов. Наблюдаемые состояния Земли является результатом эволюции закономерностей всех ее параметров одновременно. Срок вариации данных величин равен интервалу времени существованию Земли, т.е. $(4{,}6 \pm 0{,}2)10^9$ *лет.*

Наблюдаемые (а также и ненаблюдаемые) явления и процессы взаимосвязаны со всеми объектами и процессами во Вселенной. Эти связи разделяются (или можно разделят) на две части: 1) Сумма действий которых больше погрешностей наблюдений. Они могут быть определены при помощи математических моделирований. 2) Сумма действий которых меньше точности наблюдений. Обычно она неуловима и скрыта, принимает участие во всех явлениях и процессах. Она называется суммой бесконечно малых возмущений. При резонансе между слагаемыми суммы бесконечно малых возмущений она может стат причиной множество наблюдаемых аномальных явлений как хаосы и катастроф.

Вблизи земного экватора возможные скрытие и неуловимые суммы бесконечно малых возмущений могут находиться внутри областей с размерами

$$0{,}46\,м \le r \le 27{,}6\,км \;\; (0^s{,}001 \le \Delta\, t \le 1^m).$$

В скобке указаны оценки времени, соответствующие указанным пределам областей скрытых сумм бесконечно малых возмущений .Таковы действия сил сумм бесконечно малых возмущений нелинейной внешней формы фигуры и неоднородностей распределения эволюции масс во внутренней структуре Земли.

Используя численные значения соответствующие современной эпохе параметров Земли различными методами для скорости изменения ее среднего радиуса, разными авторами [2; 3], получены:

$$\frac{dR}{dt} = -(0{,}273 \pm 0{,}031)\; мм\,/\,год. \tag{1}$$

Откуда следует, что на долю суммы бесконечно малых действий соответствуют граничные значения оценок возмущений скорости изменения среднего радиуса Земли.

$$-0{,}031 \le £\,(\Delta\frac{dR}{dt}) \le +0{,}031 \;\; мм\,/\,год. \tag{2}$$

Для прогнозирования некоторых аномальных явлений такая точность является удовлетворительной. Им соответствующее оценки сжатия северного $(\alpha_{\,сов.})$, южного $(\alpha_{\,южн.})$ и среднего $(\alpha_{сред.})$ полушарий уровенной поверхности Земли равны:

$$\begin{aligned} &\sim_{сев.}(0 - C) \le 4 \cdot 10^{-6}, \\ &\sim_{юж.}(0 - C) \le 1{,}1 \cdot 10^{-6}, \\ &\sim_{сред.}(0 - C) \le 6 \cdot 10^{-6}, \end{aligned} \tag{3}$$

где 0 – указывает на оценки полученные на основании наблюдений, а C – соответствуют результатам вычислений по формулам решений модельной задачи трех неподвижных центров [4; 5].

Заметим, что легко показать

$$\begin{aligned} &-0{,}186 \le g_{сев.}(O - C) \le 0{,}230\; гал., \\ &-0{,}180 \le g_{.южн.}(O - C) \le 0{,}220\, гал., \\ &-5 \le g\;\;(0) \le 5\, гал., \end{aligned} \tag{4}$$

где $g_{сев.} = g\;(90^0)$ – ускорение силы тяжести на северном полюсе, $g_{южн.} = g\,(90^0)$ – ускорение силы тяжести на южном полюсе Земли, $g = g(0^0)$ – ускорение силы тяжести на экваторе Земли, которые определяются из непосредственных измерений.

Для сравнительного анализа приведем значения коэффициентов при $\sin^p \varphi (p = 0, 1, 2, 3, 4)$ в разложениях функций r, g и других по степеням $\sin\varphi$ [4]. Они даны в таблице 1.

Таблица 1.

Значения коэффициентов при $\sin^p \varphi$ $(p = 0, 1, 2, 3, 4)$ в разложениях функций r, g и др. по степеням $\sin^{..}$ (φ – географическая долгота точек поверхности фигуры Земли.

Величины функции	Единица измерений	0	1	2	3	4
r	m	6 378 165	−21.34	−21474.02	+40.57	+88.99
r_u		6 378 165	−24	−21475	+41	+88
r_n		6 378 165	0	−21494	0	+108
$r_A - r_n$		0	−24	+30	+41	−34
$r_u - r_n$		0	−24	+19	+41	−20
$r - r_n$		0	−24	+20	+41	−19
g	*гал.*	978.03061	−0.00748	+5.22747	+0.01246	−0.041 53
$g_A - g_n$		−0.002	−0.007	+0.017	+0.012	−0.019
$g_u - g_n$		−0.001	−0.007	+0.013	+0.012	−0.013
$g - g_n$		+0.001	−0.002	+0.002	+0.012	+0.001

Откуда следует что одна из слагаемых бесконечно малых возмущений соотвеетствует к сумме неучтенных членов в разложении потенциала силовой функции Земли.

Заключение. Таким образом, в статье показано, что при определении параметров Земли необходимо оказать особое внимание к сумме бесконечно малых действий, численные значения, которых равны или меньше оценок погрешностей наблююдений. Она при появлении резонансов между слагаемыми может причиной различных аномальных явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кери С.У. В поисках закономерностей развитие Земли и Вселенной, Москва, «Мир», 1991, с. 447.
2. Аразов Г.Т., Ганиева С.А., Новрузов А.Т. Эволюция внешней формы и внутренней структуры Земли. Баку, «Элм», 2006, с. 193.
3. Barkin Y.V. Proc. Intern. Conf. “Earth Rotation, Reference Systems in Geodynamics and Solar System”, Warsaw, Poland, p. 159-164.
4. Аразов Г.Т. О применении внешнего варианта обобщенной задачи трех неподвижных центров в геофизике. Астрономический журнал. Том. 57, 1980, вып 1, с. 190-194.
5. Arazov G.T. On some applications of the problem of many fixed centers to Geophysics. Celestial Mechanics, 25 (1981), p. 345-352.
6. Грушинский Н.П. Теория фигуры Земли «Наука», Москва, 1976, с. 512.

HD187982 ULDUZU SPEKTRLƏRİNDƏ H_{α} VƏ H_{β} XƏTLƏRİNİN TƏDQİQİ

Ə.Ş. Baloğlanov, Ə.M. Xəlilov, Ə.R. Həsənova, Y.M. Məhərrəmov

AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası

baloglanov-eli@rambler.ru

İşdə HD187982 ifratnəhəng ulduzunun 2013-2015-ci illərdə Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2 metrlik teleskopunda alınmış spektrləri tədqiq olunmuşdur. H_{α} və H_{β} xətlərində şüa sürəti, ekvivalent en və dərinliyin zamana görə dəyişmələri öyrənilərkən müəyyən edilmişdir ki, bu dəyişmələrdə müəyyən korrelyasiya vardır.

HD187982 (A1Iab; $m_v = 5^m.58$; $T_{eff} = (9300 \pm 250)$K; $\vartheta sin\ i = (15 \pm 6)$ km/s) P Cyg tipli ifratnəhəng ulduzdur. Bu ulduz Vul OB4 assosiasiyasına aiddir və log g = 1.60 ±0.15, $M_*/M_{\odot}=15$, $R_*/R_{\odot}=78$ - dir [1-3].

HD187982 ifratnəhəng ulduzu tədqiqatçılar tərəfindən nisbətən az öyrənilmişdir. İndiyədək aparılan tədqiqatlardan məlum olmuşdur ki, bu ulduzun atmosferində yaranan H_{α} xətti ümumi udulma formasındadır. H_{α} xəttinin daxilində olmaqla profilin qırmızı qanadında zəif şüalanma komponenti yaranır və itir [4-6]. Lakin bu hadisənin baş vermə səbəbi hələ də tam izahını tapmamışdır. Bundan əlavə, HD187982 ulduzu atmosferinin ölçüsü və orada gedən fiziki və kimyəvi proseslər tam öyrənilməmişdir.

Cədvəl 1.

HD187982 ulduzu spektrlərinin H_{α} və H_{β} xətlərində şüa sürəti və spektral parametrlər.

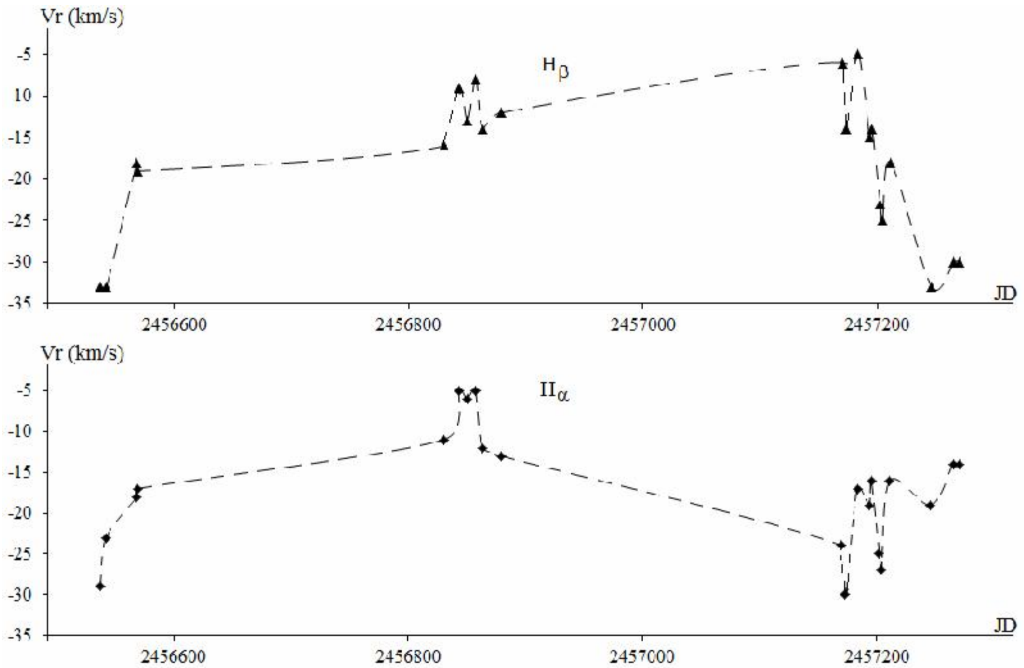
Tarix	JD 2450000+	HD187982								
		H_{α} (abs)			H_{α} (em)			H_{β}		
		Vr (km/s)	W Å	R	Vr (km/s)	W Å	r_v	Vr (km/s)	W Å	R
01.09.2013	6537.21	-29	0.89	0.28	79	0.02	1.04	-33	2.46	0.53
06.09.2013	6542.20	-23	0.77	0.24	70	0.03	1.04	-33	2.26	0.52
02.10.2013	6568.21	-18	1.29	0.31	-	-	-	-18	2.40	0.57
03.10.2013	6569.23	-17	1.33	0.32	-	-	-	-19	2.42	0.55
21.06.2014	6830.36	-11	1.06	0.33	-	-	-	-16	2.35	0.58
04.07.2014	6843.34	-5	1.15	0.37	-	-	-	-9	2.53	0.61
11.07.2014	6850.29	-6	1.10	0.37	-	-	-	-13	2.41	0.60
18.07.2014	6857.38	-5	1.33	0.38	-	-	-	-8	2.57	0.62
24.07.2014	6863.30	-12	1.36	0.41	-	-	-	-14	2.41	0.63
09.08.2014	6879.29	-13	1.38	0.41	-	-	-	-12	2.80	0.61
27.05.2015	7170.36	-24	1.30	0.36	-	-	-	-6	2.31	0.59
30.05.2015	7173.35	-30	1.29	0.36	-	-	-	-14	2.28	0.58
09.06.2015	7183.47	-17	1.23	0.37	-	-	-	-5	2.20	0.59
19.06.2015	7193.45	-19	1.15	0.38	-	-	-	-15	2.42	0.62
21.06.2015	7195.43	-16	1.22	0.36	-	-	-	-14	2.34	0.58
28.06.2015	7202.36	-25	1.29	0.36	-	-	-	-23	2.45	0.60
30.06.2015	7204.31	-27	1.36	0.37	-	-	-	-25	2.31	0.57
07.07.2015	7211.34	-16	1.48	0.39	-	-	-	-18	2.13	0.60
11.08.2015	7246.29	-19	1.59	0.44	-	-	-	-33	1.98	0.62
30.08.2015	7265.40	-14	1.39	0.44	-	-	-	-30	2.23	0.61
04.09.2015	7270.39	-14	1.70	0.43	-	-	-	-30	2.23	0.61

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi bu ulduzun spektrlərində müşahidə olunan H_{α} xəttinin qırmızı qanadında zəif şüalanma komponentinin yaranması və itməsi, həmin halların təkrarlanması onun atmosferinin öyrənilməsinə marağı artırmışdır.

Hesab edirik ki, yeni müşahidə materialları qeyd olunan ulduzun növbəti tədqiqatlarında baza rolunu oynayacaq və alınmış nəticələr onların atmosfer xüsusiyyətlərinin öyrənilməsində yardımçı olacaqdır.

2013 - 2015-ci illərdə AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2 metrlik teleskopunun kasseqren fokusunda quraşdırılmış müasir CCD spektrometri ilə HD187982 ulduzunun spektral müşahidələri aparılmış və 21 günlük yüksək ayırdetməli spektrlər alınmışdır [7]. Ayırdetmə R=15000, spektral diapazon $\lambda\lambda$4700÷6700ÅÅ, S/N=150÷200 ətrafında olmuşdur. Alınmış spektrlər DECH-20 və DECH-20T paket proqramları vasitəsilə işlənmişdir [8]. Ölçmələrin xətası şüa sürəti üçün ±2 km/san, ekvivalent en üçün isə 5-7%-dən çox deyil.

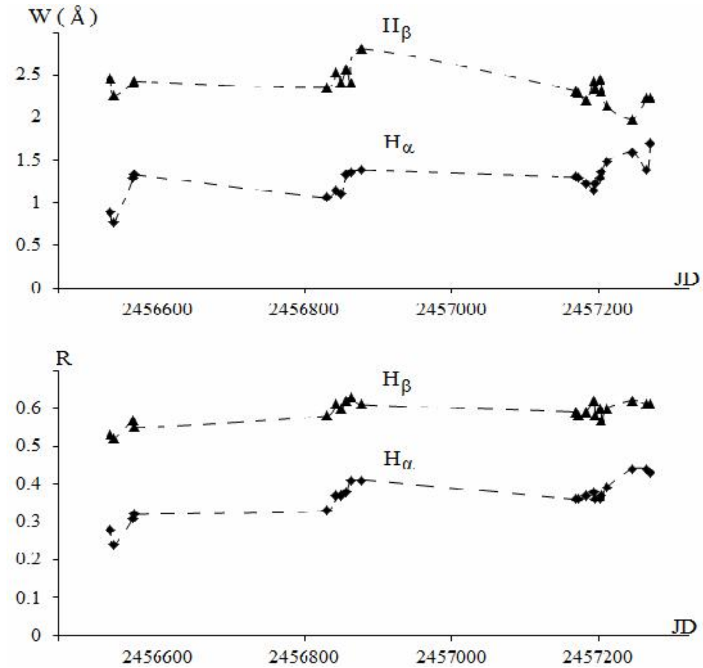
Bu işdə 2013-2015-ci illərdə alınmış yeni müşahidə materialları əsasında HD187982 ifratnəhəng ulduzu spektrlərində H_α və H_β xətlərində şüa sürəti, ekvivalent en və xətlərin dərinlikləri ölçülmüş və bu parametrlərin zamandan asılı dəyişmələrinə baxılmışdır.



Şəkil 1. H_α və H_β xətlərində şüa sürətinin zamana görə dəyişməsi

Cədvəl 1-də HD187982 ulduzu spektrlərində müşahidə olunan H_α və H_β xətlərində parametrlərin ölçülmüş qiymətləri verilmişdir. Şəkil 1 və 2-də isə ölçülmüş həmin parametrlərin zamana görə dəyişmələri nəzərdən keçirilmişdir. Bu dəyişmələrin analazi göstərir ki, tədqiq olunan xətlərdə həm şüa sürəti, həm də spektral parametrlər arasında müəyyən korrelyasiya vardır. Lakin müşahidə materiallarının sayı hələ kifayət etmədiyinə görə korrelyasiya əmsalını hesablamaq məqsədəuyğun deyildir.

Bundan əlavə, Cədvəl 1-dən və [9]-dan görünür ki, HD187982 ulduzunun bizim tərəfimizdən alınmış spektrlərində də H_α xəttinin qırmızı qanadında zəif şüalanma xətti yaranmış və itmişdir. HD187982 ulduzu spektrlərində H_α xəttinin profillərindəki belə dəyişkənliklər ulduzun atmosferinin yuxarı qatlarında güclü maddə atılmalarının və örtüyün həyəcanlanmasının nəticəsi ola bilər. Lakin ulduz küləyinin yaranması və dəyişməsi həm də ifratnəhəng ulduzlarda baş verən pulsasiya hadisəsi ilə əlaqədardır. Bunu aşkar etmək məqsədilə bu ulduzun müntəzəm spektral müşahidələrinin aparılması nəzərdə tutulur.



Şəkil 2. H_α və H_β xətlərində ekvivalent en və xəttin dərinliyinin zamana görə dəyişməsi

ƏDƏBİYYAT

1. E.Verdugo, A.Talavera and A.I.Gomez de Castro, Understanding A-type supergiants. II. Atmospheric parameters and rotational velocities of Galactic A-type supergiants // **Astronomy C Astrophysics**, 1999, 346, pp. 819-830.
2. Christopher J. Evans and Ian D. Howarth, Characteristics and classification of A – type supergiants in the small Magellanic cloud // **Mon. Not. R. Astronomical Society**, 2003, 345, pp. 1223-1235.
3. N.Przybilla, M.Firnstein, M.F.Nieva, G.Meynet and A.Maeder, Mixing of CNO – cycled matter in massive stars // **Astronomy and Astrophysics**, 2010, 517, pp. 1-6.
4. E.Verdugo, A.Talavera and A.I.Gomez de Castro, Understanding A-type supergiants. I. Ultraviolet and visible spectral atlas of A-type supergiants // **Astronomy C Astrophysics**, 1999, 137, pp. 351-362.
5. Helmut A.Abt and Nidia I. Morrell, The relation between rotational velocities and spectral peculiarities among A – type stars // **Astrophysical Journal, Supplement Series**, 1995, 99, pp. 135-172.
6. R.L.Snell and P.A.Vanden Bout, High – resolution profiles of the 5780 Å interstellar diffuse band // **Astrophysical Journal**, 1981, 244**,** pp. 844-847.
7. Х.М. Микаилов, В.М.Халилов, И.А. Алекберов, *Эшелле – спектрометр фокуса кассегрена 2 – х метрового телескопа ШАО НАН Азербайджана, ŞAR Sirkulyarı*, №109 (2005) 21 – 29.
8. Г.А. Галазутдинов, *Система обработки Эшелле-спектров DECH20, Препринт САО*, № 92 (1992).
9. Ə.Ş.Baloğlanov, Y.M.Məhərrəmov, HD21389 və HD187982 ulduzları atmosferinin tədqiqi, AMEA Xəbərləri, 2014, №5, s. 130-136.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ПРЕДСКАЗАНИЯ МОЩНЫХСОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО РАДИО – ОПТИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Ш.Ш. Гусейнов

Шемахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана

shirin.guseyn@gmail.com

В работе продолжены на примере более 50 изолированных солнечных вспышек мощностью ≥ 2 баллов наблюдавшихся в 1979-82 гг. и 1989-90 гг. на радиотелескопе РТ-12 Института Ионосферы Республики Казахстан и РТ-22 Радиоастрономической станции физического института РАН. Были исследованы модуляции S-компоненты микроволнового излучения Солнца на частотах f =1-2 ГГц и f=2-4 ГГц. Показано, что при определенных условиях с приближением к вспышке турбулентный процесс постепенно переходит к детерминированным хаотическим процессам со средним периодом Т ≥ 25 ± 2 мин. Если известны относительные флуктуации спокойной атмосферы Солнца, то, проводя радиоспектрографические измерения в активных областях в широком диапазоне, появляется возможность исследовать низкочастотные пульсации с характерным временем t_x≡*5-70 мин. При исследовании предвспышечных состояний в центрах активности с развивающимися группами пятен, также в выбранные дни по Бюллетеню «Солнечные данные» визуально анализировались солнечные оптические карты и были вычислены числа пятен в каждой группе за 1-3 дня до вспышки с силой ≥ 2 баллов. Получено, что наблюдаемые пульсации в радиоспектрах сантиметрового радиоизлучения Солнца* t_x ≥ *25 минутные изменения, увеличение и уменьшение количество пятен в группах, является эффективным критерием для предсказания мощных солнечных вспышек за 1÷3 дня до начала вспышки.*

Введение. Проблема связи проявлений вспышечной активности групп пятен в оптическом и микроволновом излучениях уже длительные время привлекает внимание исследователей. Многолетним интенсивным исследованиям в этих диапазонах подтверждено, что атмосфера Солнца существенно неоднородна. Эта неоднородность имеет как регулярную, так и нерегулярную составляющие. Исследователи в этой области основной внимание уделяли анализированию стационарной составляющей, в частности в результате длительных исследований накоплен большой материал о существовании квази-периодических пульсаций (КПП) в «активных» и «спокойных» областях Солнца. Хотя к настоящему времени был ряд механизмов для объяснения этого явления, природа КПП до сих пор не установлена.

Основной трудностью является то, что в этих работах по анализу временных рядов (отношение сигнал к шуму) очень низок (амплитуда флуктуации составляет (10^{-3} ÷10^{-4})) от уровня общего радиоизлучения Солнца. Кроме этого, данные длясоздание временных рядов были получены на фиксированной частоте, так называемым радиометрическим методом.

Вспышка на Солнце представляет собой обширной комплекс явлений с черезвычайно сложным развитием в пространстве и во времени. Эволюция этих событий охватывает большой объем в атмосфере Солнца, начиная с нижней хромосферы и кончая короной. Из вышесказанного следует, что для точного решения поставленной задачи, несомненный интерес представляет определение характерных параметров нестационарности, т.е. его предсказание. Многолетним интенсивным исследованиям в оптических и в радиодиапазонах подтверждено, что образование вспышки всегда тесно связано с магнитным полем. Доказано, что поведение земной атмосферы, животной и растительной жизни на Земле связаны с активностью Солнца. Поэтому, изучение их закономерностей имеет большое теоретическое и прикладное значение.

В данной работе для обработки нестационарности у временных рядов применялся спектрально-временной (СВАН), метод максимальной энтропии (ММЭ) и фрактальной анализ. С помощью применения модифицированного метода основанного на теории детерминированного хаоса, оценивается энтропия и фрактальное размерность анализируемого временного ряда. Этот ряд был получен в следствии флуктуаций на микроволнового радиоизлучения, флуктуации радиоизлучения S-компонента и отношениям потоков S-компоненты $F_{7.5}/F_{15}$, которые являются показателями вспышечной активности Солнца. Во всех 50-ти рассматриваемых вспышечных событиях мы не могли провести точные оценки для шести событий. В статье приводятся гистограммы, отражающие зависимость частоты появления пульсации от его характерного времени t_x для двух под диапазоне: 5-15 мин и 20-65 мин. А также, приведены усредненные относительные спектры S-компонента радиоизлучения Солнца в диапазоне 2-4 ГГц, отражающих развитие активных областей и дающих вспышку с мощностью ≥ 2 баллов за 1-3 дня до начала вспышки. Из графиков видно, что наибольшие изменения в спектре происходят в диапазоне 3.1 ÷ 3.6 ГГц. Другими словами, в активный период наклон спектров α – колебляется от 5-ти до 10 процентов по сравнению с сигналами, полученным и на спокойном уровне (на неразвивающейся группе пятен) в солнечной атмосфере.

Использованный экспериментальный материал и его обработка. В качестве исходных данных использованы материалы наблюдений 1979-82 гг. и 1989-90 гг. Материал был получен на радиотелескопах РТ-22 (Радиоастрономическая станция физического института РАН) и РТ-12 (Института Ионосферы Республики Казахстан). На основании измерения интенсивности в диапазоне λ=3 см и флуктуации наклона спектра медленно меняющегося S-компонента радиоизлучения Солнца в широких диапазонах *f*=1-2ГГц и *f*=2-4ГГц проведен сравнительный анализ наклона спектра S-компонента радиоизлучения активных областей с их вспышечной активностью. Радиоспектрографы, работающие последовательным режиме в диапазонах 1-2 ГГц и 2-4 ГГц были разработаны А.М. Гусейновым, соответственно 1975 и 1978 г. Наблюдения за Солнцем проводились с $8^{\underline{00}}$ часов утра до $18^{\underline{00}}$часов вечера (по местному времени). Время снятия одного спектра по диапазону *f*=1-2 ГГц и *f*=2-4 ГГц составило 2 минуты в одну сторону. Далее, в спектре S-компонента радиоизлучения Солнца вычисляласьразность между интенсивностью сигнала в начале и в конце спектра $\Delta I_i(t)$. Соответствующий временной ряд $\Delta I_i(t)$ – содержит информацию за последовательные 7-8 часов всутки, что составляет ~250-300 значений, что является вполне достаточным для анализа модуляции изменяющихся с характерным временем t_x – в интервале от 5 мин до 70 минут.

При исследовании предвспышечных состояний в центрах активности с развивающимся группами пятен, также в выбранные дни по Бюллетеню «Солнечные данные» и«Solar – Geophysical Data»визуально анализировались солнечные оптические карты и были вычислены числа пятен в каждой группе за 1-3 дня до вспышки с силой ≥ 2 баллов.

О методике измерений и результаты предварительной обработки полученных спектров более подробно было изложено в работе [1, 2]. Дальнейшая обработка полученных радиоспектров с помощью методов максимальный энтропии (ММЭ), спектрально-временного (СВАН) и фрактального анализов (МФА) были приведены в работах [3, 5].

Экспериментальные результаты и обсуждение. На рис.1 приведены две гистограммы, иллюстрирующие зависимость частоты появления пульсации от её характерного измерения. Были выделены два поддиапазона с характерным временем t_x≡5-15 мин. (рис. 1 а) и t_x≡25-70 мин. (рис. 1 б). Как видно из графиков рис. 1 а, наиболее часто встречаются пульсации с характерным временемt$_x$, близком к 5 мин. Исследователи в основном считают, что такая модуляция определяется глобальными осцилляциями Солнца как газового шара. Одним из возможных механизмов возбуждения пульсаций с периодами около 10 мин. является параметрический резонанс, возникающих в корональных магнитных петлях подходящей длины. В результате взаимодействия с ними возбуждения субгармоники с частотами $\frac{\mu}{2}$ (10 мин). На рис. 1 б приведена пульсации с характерным времен t_x≡25-70 мин. Из графиков видно, что наибольшую частоту появления имеет осцилляция с характерным временем t_x≡30 мин.

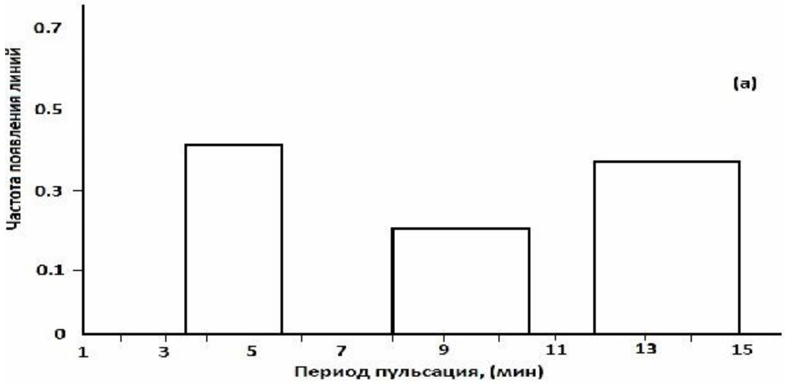


Рис.1 (а) – Частота появления пульсации схарактерном времени (t_x ≡ 5-15 мин.) в радиоизлучении Солнца на частотах 1.25 ГГц ÷ (1.6 – 1.9) ГГц и (3.6 – 3.9) ГГц. Наибольшей частотой появления обладает 4-5 мин. пульсаций.

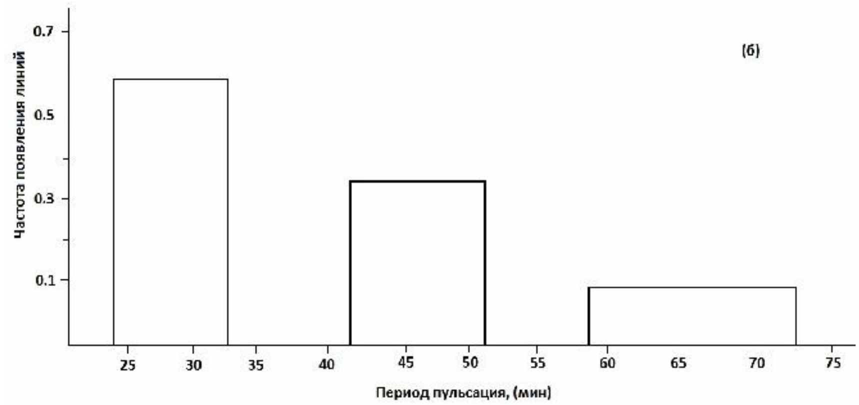


Рис. 1 (б) – Частота появления пульсации схарактерном времени (t_x ≡ 25-70 мин) в радиоизлучения Солнца на частотах 1.25 ГГц ÷ (1.6 – 1.9) ГГц и (3.6 – 3.9) ГГц. Наибольшей частотой появления обладает 25-30 мин. пульсаций.

Для интерпретации полученных результатов, рассмотрим один из возможных механизмов возникновения пульсаций с характерным временем $t_x \geq 25$ мин в области пятен, которые получили большую популярность среди специалистов за последние 8 лет. Механизм, предложенный А.А. Соловьевом и Е.А. Кричеком, называется моделью мелких солнечных пятен [6]. В этой модели имеется несколько типов собственных колебаний. Первый тип осцилляций представляет собой возвратные вращательные движения пятен, в целом или отдельных деталей их структуры. Второй тип пульсаций связан с изменением площади пятен или радиального расстояния между его фрагментами. С этим же типом пульсаций с характерным временем связаны изменения напряженности магнитного поля пятен и вариации интенсивности сантиметрового радиоизлучения. Первый и второй типы пульсаций относятся к пульсациям с характерным временем$t_x \geq$ 25-70 мин.

Помимо этого, можно наблюдать группу пятен с развивающейся активностью. Наши исследования показали, что спектр мощности, полученный при относительно спокойном состоянии пятен, показывает многочисленные неустойчивые пики, соответствующих разным пульсациям с характерным временам в интервале от 5 до 70 мин. В случае, когда группы пятен развиваются (увеличиваются площади отдельных пятен и число пятен) наблюдается спектр мощности, в котором исчезают многие периоды пульсаций в интервале от 5 до 15 минут и приэтом остается более длинные пульсации с характерным временем $t_x \geq$ 25 минут. Мы предполагаем, что причина исчезнования определенной части коротких порядков пульсаций является новые осцилляции, которые возникают в активизирующихся областях пятен и способствуют затуханию прежних флуктуаций. Вследствие такого затухания в спектрах мощности наблюдаются пики, соответствующие осцилляциям с характерным временем $t_x \geq$ 25 мин [7 -9].

На рис. 2. приведены усредненные относительные спектры (спектры усреднялись за день) S-компоненты радиоизлучения Солнца в диапазоне 2-4 ГГц, полученные с 12/VI-1989 г. по 16/VI-1989 г. 15/VI-1989 г. произошли длительные вспышки (1.5 час) с мощностью >2 n баллов. Как видно из рис. 2, наибольшие изменения в спектре (в зависимости от повышения солнечной активности) происходят в диапазоне f=3.4÷4.8 ГГц.

Заключение. На основании проведенных исследований (в радио и оптических диапазонах) и полученных количественных оценок, были сделаны следующие выводы:

1. По обширным наблюдательным материалам подтверждено, что частотный спектр S-компоненты радиоизлучения Солнца в диапазонах f = 1-2 ГГц и f = 2-4 ГГц имеется «Тонкая структура» с размерами, соответственно, 70-120 МГц и 100-200 МГц.
2. Построенные временные ряды по отношениям потоковS-компоненты $F_{7.5}/F_{15}$ – в основном содержают пульсации с характерным временем больше чем$t_x \geq$ 25 мин. за 1-3 дня до вспышки с уровнем ≥ 2 балла.
3. Из 50 мощных солнечных вспышек в 44 (~ 90%) случаях на поверхности Солнца число пятен в группах уменьшается (~ 20 ÷ 50%) за 1-3 дня до вспышки с силой ≥ 2 п балла.
4. На вспышки с силой ≥ 2 f и 2 b за 1-2 дня в группах количество пятен примерно стабильно или увеличивается (30- 50%).
5. Получено, что после мощных солнечных вспышек с силой ≥ 2 баллов количество пятен в группах увеличивается ~ 1.5 – 2 раза.

Резюмируя сказанное, можно прийти к выводу, что наблюдаемые пульсации в радиоспектрах сантиметрового радиоизлучения Солнца$t_x \geq$ 25 минутные изменения, увеличение и уменьшение количество пятен в группах, является эффективным критерием для предсказания солнечных вспышек с мощностью ≥ 2 баллов за 1-3 дня до начала вспышки.

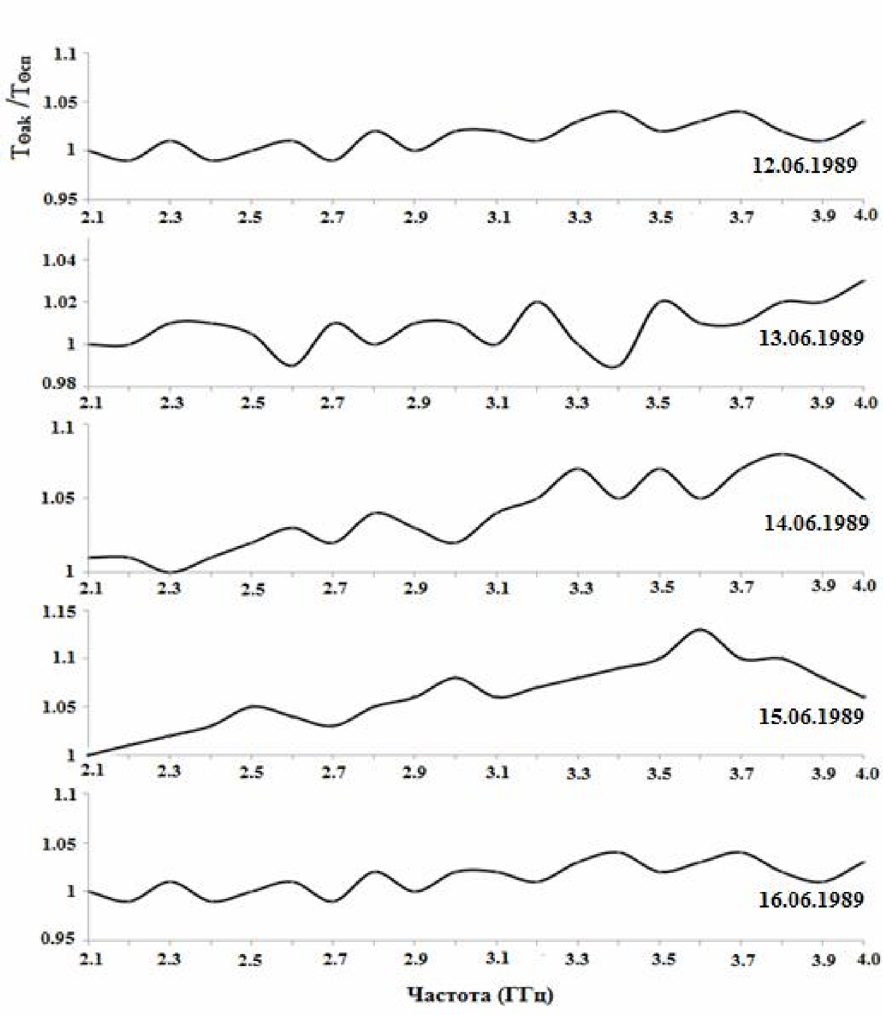


Рис.2. Усредненные (за 1 день) относительные спектры S-компонента радиоизлучения Солнца в диапазоне 2-4 ГГц, полученные с 12.VI.1989 г. по 15.VI.1989 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусейнов А.М. Диссерт. на соискан. канд. техн. наук. Москва (1987) 150.
2. Гусейнов А.М., Гусейнов Ш.Ш. и др. Астрон. цирк. АН СССР, №1242 (1982), 3-5.
3. Аббасов А.Р., Гусейнов Ш.Ш., Сомсиков В.М. Радиоизлучение Солнца. Изд. ЛГУ, гор. Ленинирад, вып. 5, (1984), 164-170.
4. Гусейнов Ш.Ш. Диссерт. на соискан. канд. физ. мат. наук, Ашгабат (1993), 155.
5. Гусейнов А.М., Гусейнов Ш.Ш. Изв. НАН Азерб. XXII, №5 (2002), 127-131.
6. Соловьев А.А., Киричек Е.А. Солнечная и солнечно-земная физика – Тр. XII – Пулковской межд. конф. по физике Солнца, С.Петербург, Пулково (2008), 349.
7. Гусейнов Ш.Ш., Гахраманов И.Г. 95 лет БГУ, Современн. пробл. физики. Материалы VIII – Республ. конферен., 24-25 декабр 2014 г. 367-371.
8. Бюллетень «Солнечные данные», 1979-82 гг. и 1989-90 гг.
9. Solar – Geophysical Data, 1979-82, 1989-90.

ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ DR TAU ПОСЛЕДНИХ 30 ЛЕТ

Н.З. Исмаилов, А.Н. Адыгезалзаде

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория АНАН

adigozalzade@rambler.ru

UBVRI величины звезды нами были собраны по литературным данным, накопленным в архивах. Здесь было получено около 1200 *V*-значений блеска звезды охватывающий наблюдательный период 1978-2003 гг. Наблюдения в полосах *V*, *I* за период 2002-2009 гг. было взято по данным каталога ASAS (www.astrouw.edu.pl/asas). При составлении каталогов в некоторые даты была допущена механическая ошибка – перепутаны местами цветовые показатели *U-B* и *B-V*, поэтому нами было выполнено соответствующее исправление данных. Сравнения показали, что хотя средняя ошибка измерений по данным ASAS хуже (V $\pm 0.05^m$), чем по данным (V $\pm 0.01^m$), систематических различий по этим каталогам не обнаруживается.

Как видно из рис.1, средний уровень блеска звезды после вспышки 1978-1983 гг. практически не изменялся, в то время как, сезонные наблюдения (за один год) показывали значительное изменение блеска, иногда доходящие до 1.8^m (например, в 1995 г.). Также видно, что в каждый отдельно взятый сезон наблюдений интервал изменений блеска различается. Например, в интервале JD 2447500-2450000 амплитуда изменений блеска внутри сезона доходит до 2^m , при JD2451000-2453000 значительно меньше – около 1^m, а в остальное время снова увеличена.

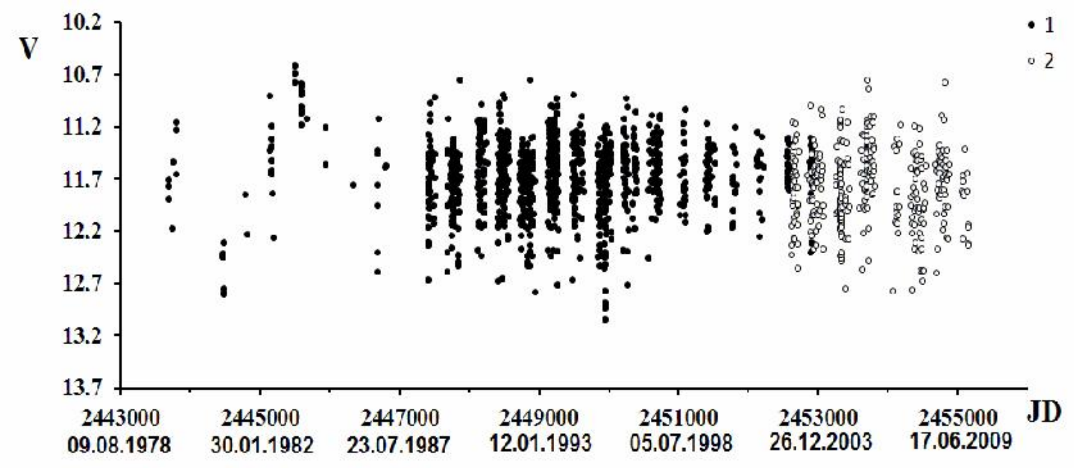


Рис.1. Сводная V-кривая блеска DR Tau за 1978-2010 гг. Темные кружки (1), - данные из, светлые (2) – из каталога ASAS.

Нами был применен модель холодного пятна для объяснения изменений блеска *V* и цветовых показателей *U-B* и *B-V*. Был использован простой геометрический модель пятна, относительная площадь которой изменяется в пределах 0-1, т.е. с чистой фотосферы, до полностью покрытой пятнами излучающей поверхности диска.

Можно использовать следующую формулу:

$$\Delta m = -\,2.5 lg[1+G(Bs/B^* -1)]$$

Здесь Δm – величина изменения блеска в данной полосе, *Bs* и *B**, планковское излучение при температуры пятна *Ts* и звезды *T**, *G*-относительная площадь пятна, определяемая отношением площади пятна к площади видимого диска звезды $G=Ss/S^*$.

Температура звезды при спектре *K5V* взята 4400 K, а температура пятна варьировалась с шагом 100 K от 2500 до 4000 K. Для показателей цвета звезды наилучшее согласие получено при температуре пятна 3400 K и при изменении относительной площади от 0 до

Например, на рис. 4 приведена зависимость *V*-значений блеска от показателя цвета *B-V* для двух наиболее близких значений температуры пятна 3200 K и 3400 K. Как видно, при полном интервале изменений блеска V~10.5^m-13.5^m для описания наблюдаемых всевозможных значений показателей цвета *B-V* необходимо менять относительную площадь в интервале 0-1. На самом деле, так как в отдельные циклы активности изменение блеска ΔV значительно меньше, и варьирует в пределах от 0.5 до 1, что при температуры пятна 3400 K требует изменение относительной площади пятна до 0.5.

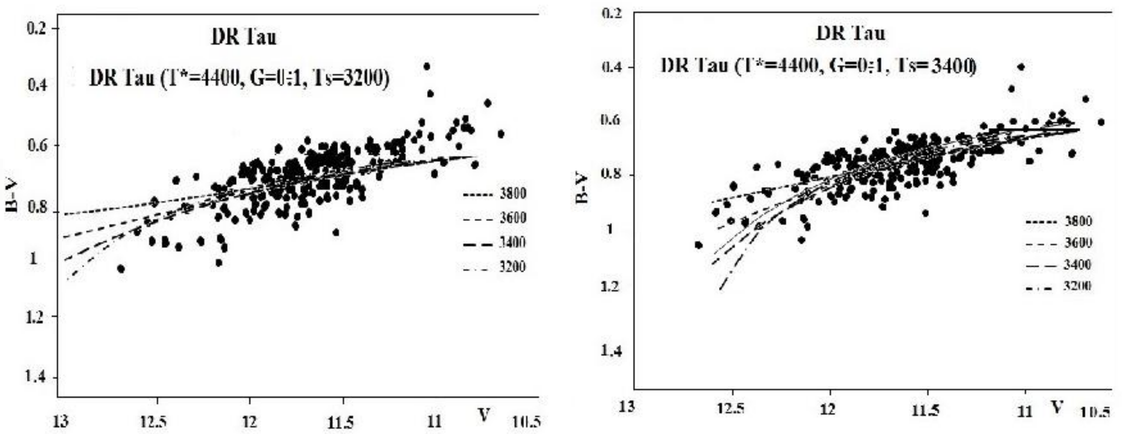


Рис.4. Зависимость цветовых показателей *B-V* от *V*-значений блеска. Разные линии соответствуют модели холодного пятна с разными температурами, приведенными на рисунках. Наилучшее описание наблюдений получено при температуре пятна 3400 K (справа)

Как известно, одним из механизмов активности звезд типа Т Тельца является нестационарная аккреция из околозвездного диска. Как показывали разные авторы, блеск звезды показывает значительные изменения в течении отдельные сезоны. Наиболее коротким периодом изменений блеска получено около 5 дней. В работе Аленкарь и др. было показано, что профили спектральных линий меняются, но не всегда одинаковым периодом. Аналогичный результат был получен в работе Артеменко и др. по анализу данных по фотометрии. Это показывает, что локальное образование с определенными физическими условиями является неустойчивым. Такое локальное образование может быть, например, холодное пятно на поверхности звезды.

В данной работе нами показано, что в простой геометрической модели холодного пятна можно объяснить весь интервал изменения *V*-значений леска и показателей цвета *B-V*, *U-B*. При этом, чтобы изменить блеск звезды в интервале V ~ 10.5^m-13.5^m нужно изменить площадь пятна в интервале 0-1 при постоянной температуры пятна на 1000 K ниже чем температура звезды.

Зная расстояние до звезды 140 пс, нормальный показатель цвета для звезды Главной Последовательности $(B\text{-}V)_0$ $=1.15^m$ и коэффициента экстинкции R=3.1, для величины межзвездного покраснения получим $Av=0.93^m \pm 0.3^m$.

Это значение хорошо согласуется с данными. Тогда для абсолютной и болометрической звездных величин получим

$$Mv = m + 5 - 5lgr - Av = 5^m.04$$
$$BC = -0.66, \quad M_{,бол} = Mv + BC = 4.43^m$$

Зная для Солнца болометрическую абсолютную звездную величину $M_{бол}$ $= 4.74^m$ и светимость L $=3.83 \cdot 10^{26}$ Вт, можно оценить светимость звезды по выражению

$$L = L \quad 10^{0.4(Mбол \;\; -бол)} \quad ,$$

где получено $L = 5 \cdot 10^{26}$ Вт Теперь используя закон

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \qquad \text{и} \qquad \sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}\ \text{ВТ} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}\ ,$$

для радиуса звезды получим $R = 1.4 \cdot 10^9$ m = 1.9 R . Заметим, что радиус звезды ранее был определен в работе как R = 1.46 R , а.в. от 1.2 R до 2.7 R , соответственно.

Таким образом, в настоящей работе получены следующие результаты:

1. Результаты фотоелектрической фотометрии последних 30 лет показали, что среднегодовой уровень блеска звезды практически остается постоянным. При этом наблюдаются значительные сезонные изменения, с амплитудой $\Delta V = 1^m$-1.5^m.

2. Сезонные изменения блеска показывают изменение амплитуды с квазициклом около 15 лет.

3. Наблюдаемую переменность блеска и показателей цвета звезды в первом приближении можно описать в рамках холодного пятна с температурой, ниже на 1000 К, чем эффективная температура звезды.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ БАЛЬМЕРОВСКОГО СКАЧКА У НОРМАЛЬНЫХ И МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ПЕКУЛЯРНОСТИ

С.Г. Алиев, В.М. Халилов

Шемахинская Астрофизическая Обсерватория НАНА им. Н.Туси

sabirshao@rambler.ru

В работе определены бальмеровские скачки (D) и температуры магнитных звезд с учетом эффекта пекулярности. Выявлено, что величина D магнитных звезд существенно меньше чем у нормальных звезд соответствующего спектрального класса.

Наличие сильного магнитного поля, резко выраженные химические аномалии-эффект пекулярности в атмосферах магнитных звезд, непосредственно влияют на физические процессы формирования спектральных линий, особенно, на линии пекулярных (Mn, Si, Sr, Cr, Eu и др.) элементов [1].

Цель работы -выявление влияния эффекта пекулярности на наблюдаемые бальмеровские скачки и эффективную температуру магнитных звезд.

С этой целью нами были выбраны представители различных типов пекулярности MCP-звезд расположенных в спектральном диапазоне BO-FO (табл.).

Для решения поставленной задачи в первую очередь, необходимо выявить пекулярные области (пятнистые структуры) с помощью комплексных-спектральных, магнитных и фотометрических наблюдений исследуемых звезд (см. ниже).

Спектральные наблюдения получены на 2-м телескопе ШАО им. Н. Туси НАН Азербайджана, которые были начаты с 1969 г. К настоящему времени получено большое количество высококачественных спектров (4А/мм) в двух вариантах: 1) фотографические (λλ3700-4800Å) и 2) CCD спектры (λλ4600- 6600Å) получены в фокусе Куде и кассегрена на эшелле-спектрометре в сочетании с ПЗС- камерой.

Согласно целей данной работы, нами переработаны те спектрограммы, которые соответствовали наибольшей пекулярной (P) и относительно нормальной (N) области на поверхности каждой магнитной звезды, как в работе [2].

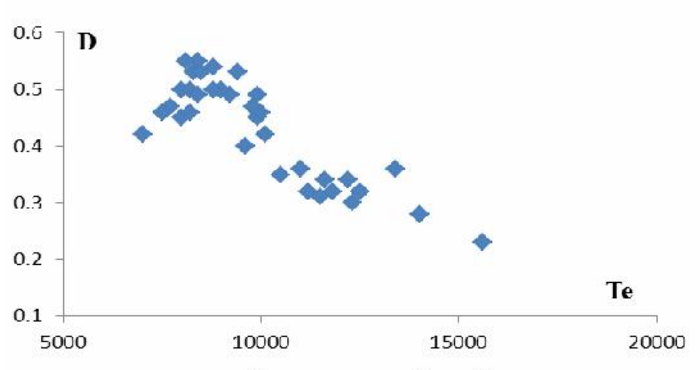
Бальмеровские скачки (D) определены с помощью показателей колор-индексов (B-V) и (U-B) в системе Джонсона. Величины D были вычислены по следующей известной формуле D=0.52+0.55 Q, где температурный параметр Q=(U-B)- 0.72 (B-V). Полученные результаты приведены в последнем столбце табл. 1.

Для сравнения в столбце 8 в табл.1 приведены величины D полученные в САО РАН [3]. Сравнение этих величин показывает, что бальмеровские скачки полученные в ШАО примерно на 30% больше чем величины D полученные в САО. По-видимому, это связано с тем, что при определении D не учтены эффекты пекулярности.

Бальмеровские скачки для нормальных звезд были получены тем же способом, как это было сделано для МСР-звезд. Следующим этапом работы было выявление различия зависимости D от эффективной температуры Te для нормальных и магнитных звезд. К настоящему времени опубликовано много работ свидетельствующих об аномальности бальмеровских скачков у магнитных звезд. К сожалению, при определении температуры во всех предыдущих работах не учтены эффекты пекулярности и об аномалиях величин D можно говорить в значительной мере качественно. Исходя из этого, эффективные температуры были определены в наиболее пекулярной и нормальной области на поверхности магнитных звезд [2]. В этой работе были получено, что величины Te в пекулярной (пятнистой) области на 600-1500 K больше чем в нормальной области атмосферы МСР-звезд. При определении эффективной температуры были использованы, в основном профили водородных линий, C1 и Q параметры. По полученным данным построена зависимость величин D от Te и представлена на рис.1. На этом рисунке видно, что в интервале температуры 9 000-10000K величина D достигает максимального значения. В диапазоне Te >10000 K наблюдается уменьшение D, также и при Te< 9000K. Уменьшение D с ростом температуры, по видимому, связано с уменьшением коэффициента непрерывного поглощения атомов водорода согласно зависимости $K\lambda \sim \lambda^3$, Тогда как уменьшение величины D для нормальных поздних А-звезд (Te-8000K) обусловлено, в основном, с проявлением непрерывного поглощения отрицательного иона водорода и поглощением в многочисленных линиях металлов, которые имеют низкие потенциалы возбуждения и ионизаци.

Определены отношения величин (ΔD=D маг./D нор.), для магнитных и нормальных звезд главной последовательности той же температуры (в качестве меры аномальности). В результате были получено, что значение ΔD, для всех исследуемых МСР-звезд меньше единицы (ΔD<1,0). Иначе говоря, бальмеровские скачки у магнитных звезд существенно уменьшены по сравнению с нормальными звездами. Выявлено что, наибольшие аномалии обнаруживаются для кремневых (Si) магнитных звездах.

Подробные информации об этом эффекте будут представлены в следующих работах. В заключение авторы благодарят Д.А.Ахундову за помощь при оформлении статьи к печати.



Зависимость D от Tc

Таблица 1

HD и назв.	**mv**	**SP.**	**(B-V)**	**(U-B)**	**Тип пекул.**	**Te**	**D (CAO)**	**Q**	**D (ШАО)**
358	2.06	B 9.6	-0.11	-0.46	Hg, Mn	11100	0.23	-0.36	0.32
107 83	6.56	A 2.	-0.055	-0.160	Sr, Cr,Si, Eu	10000	0.39	-0.12	0.45
11503	4.83	B 9	-0.03	-0.12	Si, Sr, Cr, Eu	9600	0.46	-0.10	0.46
15089	4.59	A 3.8	+0.072	+0.18	Sr, Cr, Eu	8600	0.46	+0.13	0.59
18296	5.11	B 8.8	-0.025	-0.24	Si, Sr, Cr, Eu	10570	0.39	-0.22	0.40
19832	5:65	B 7.3	-0.09	-0.39	Si λ4200	12510	0.28	-0.33	0.34
25823	5.27	B 6.8	-0.16	-0.49	Si, Sr λ4200	12900	0.26	-0.37	0.32
34452	5.39	B4	-0.17	-0.55	Si λ4200	15650	0.20	-0.43	0.28
40312	2.64	B9.1	-0.08	-0.18	Si	9950	0.44	-0.12	0.45
65339	6.00	A2	+0.13	+0.05	Sr, Cr, Eu	8460	0.44	-0.04	0.50
68351	5.59	B9	-0.080	-0.120	Si, Cr, Sr	10400	0.46	-0.06	0.49
71866	6.75	A5	+0.095	+0.020	Si, Cr, Eu			-0.05	0.49
74521	5.65	A1	-0.095	-0.245	Si, Sr	10600	0.35	-0.18	0.42
78316	5.23	B9	-0.105	-0.445	Hg, Mn	12350	0.30	-0.36	0.32
108662	5.25	A0	-0.040	-0.115	Sr, Cr, Eu	10000	0.44	-0.08	0.47
108945	5.49	A2	+0.055	+0.10	Sr, Eu			+0.06	0.55
112185	1.68	A1	-0.025	+0.015	Cr, Eu	8900	0.53	+0.04	0.54
112413	2.90	A0	-0.115	-0.440	Si, Hg, Cr, Eu	11900	0.36	-0.35	0.32
118022	4.93	A2	+0.030	+0.010	Sr, Cr	9450	0.45	-0.01	0.46
124224	4.90	A0	-0.13	-0.41	Si 4200	12460	0.31	-0.32	0.34
133029	6.16	B9	-0.135	-0.43	Si, Cr	11000	0.36	-0.33	0.35
137909	3.72	F2	+0.27	+0.11	Sr, Cr, Eu	7880	0.40	-0.08	0.47
140160	5.26	A0	+0.04	+0.05	Sr			+0.02	0.53
140728	5.48	B9	-0.070	-0.30	Si, Cr			+0.25	0.66
148112	4.5	A2	-0.000	-0.040	Cr, Eu	9400	0.48	-0.04	0.50
153882	6.29	B9	+0.035	+0.040	Cr, Sr			+0.01	0.53
173650	6.39	B9	+0.03	-0.011	Si, Cr			-0.03	0.50
176232	5.90	A7	+0.250	+0.105	Sr, Cr, Eu	7750	0.44	-0.08	0.47
179761	5.15	B8	-0.070	-0.400	Si	11900	0.33z	-0.35	0.32
184905	6.62	AO	-0.110	-0.230	Si, Sr, Cr, Eu	10100	0.33	-0.15	0.44
189849	4.6	A4	+0.180	+0.160	Am	8100	0.45	+0.03	0.54

192678	7.12	A4	-0.015	-0.015	Cr	9000	0.48	+0.05	0.55
196502	5.2	A2	+0.080	+0.106	Sr, Cr, Eu	8900	0.51	+0.05	0.55
201601	5.0	A9	+0.09	+0.26	Sr, Cr, Eu	7600	0.40	+0.19	0.62
204411	5.4	A4	0.07	0.16	Si, Cr, Hg	8800	0.49	+0.11	0.58
215038	8.18	A0	-0.045	-0.047				-0.02	0.51
215441	8.84	A0	+0.025	-0.515	Si 4200	14900	0.18	-0.53	0.23
220825	4.94	A2	-0.03	-0.01	Sr, Cr, Eu	9600	0.43	+0.01	0.53

ЛИТЕРАТУРА

1. Хохлова В.Л. Особенности аномалии химического состава атмосфер магнитных Ар-звезд. Астроном. Nachr. 1976 1297. С. 217-227.
2. Алиев С.Г. Определение эффективных температур магнитных звезд с учетом неоднородности атмосферы. Известия НАНА 2010. №2.с.173-178.
3. Глаголевский Ю.В, Топильская Г.А. Больмеровские скачки химически пекулярных звезд. Известия САО 1987. Т.25.стр.8- 23.

ПРОХОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ ЧЕРЕЗ НЕОДНОРОДНУЮ ЯДЕРНУЮ СРЕДУ

С.К. Абдулвагабова, Р.А. Ахмедов, Н.Ш. Бархалова, Т.О. Байрамова

Бакинский Государственный Университет

sajida.gafar@gmail.com

В данной работе изучено прохождение легких ионов через неоднородную ядерную среду, обусловленную флуктуацией плотности. Для описания многократного рассеяния в «неоднородной» среде применена оптическая модель, в рамках которой рассматривается уравнение Липмана-Швингера с «эффективным потенциалом». «Эффективный потенциал» позволяет найти интенсивность когерентной и некогерентной рассеянной ионной волны.

1.Введение

Ядерные процессы с протонами составляют наиболее подробно изученный раздел физики ядерных взаимодействий. Достигнутый здесь существенный прогресс связан с появлением качественной экспериментальной информации об особенностях энергетической и угловой зависимостей соответствующих сечений и с очевидными успехами теоретической интерпретации данных.

В данной работе изучено прохождение легких ионов через неоднородную ядерную среду, обусловленную флуктуацией плотности. Неоднородность среды может быть обусловлена как динамическими флуктуациями плотности, так и носить статистический характер. Для рассеяния в «неоднородной» среде применена эффективная оптическая модель, в рамках которой рассматривается уравнение Липмана-Швингера. Оптический потенциал позволяет найти интенсивность рассеянной волны иона.

2. Сечение упругих и неупругих процессов

Выбрав $\cdot_{0}(r) = exp(ikr)$в виде плоской волны, отвечающего иона с импульсом k, уравнение Липмана –Швингера в координатном представлении имеет следующий вид

$$\cdot_{k}(r) = \exp(ikr) + \int G(r, r')¢U \cdot_{k}(r')dr', \qquad (1)$$

где $¢U$ - возмущение, обусловленное флуктуациями плотности ядра, а функция Грина имеет вид:

$$G(r, r') = -\frac{«}{2®\hbar^2}\frac{\exp(ik|r - r'|)}{|r - r'|}. \qquad (2)$$

Потенциал δU нелокален, если его формфактор $\langle k'|¢U|k\rangle$ зависит не только от разности векторов $\mathbf{k}' - \mathbf{k}$ (т. е. от вектора передачи импульса $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$), но и от самого вектора $\mathbf{k}$.

Рассеяния ионной волны можно учесть, избрав реальной часть потенциала δU в виде [1]:

$$¢U_R = (2®\hbar^2 / «) < ¢¦ > \mathrm{Re}\, a, \qquad (3)$$

где a называется длиной рассеяние, $¢¦$ - случайные флуктуации плотности. Здесь скобки <…> обозначают усреднение по статическому распределению состояний рассеивающей системы.

С помощью формулы, аналогичной (3), можно выбрать мнимую часть потенциала

$$¢U_I = (2®\,\hbar^2 / «) < ¢¦ > \mathrm{Im}\, a, \qquad (4)$$

мнимая часть этого потенциала моделирует неупругие процессы, сопутствующие упругому рассеянию и определяет ослабление когерентной волны во входном канале.

Используя асимптотику функции Грина (3) при $r \to \infty$, из (1) нетрудно видеть, что амплитуду рассеяния можно представить в виде**:**

$$F(k, k') = -\frac{«}{2®}\int \exp(-ik'r)¢U\cdot_{k}(r)dr, \qquad (5)$$

где k' импульс иона после рассеяния.

Соответствующее сечение связано с этой амплитудой следующим образом. Число ионов, проходящих через площадь $r'd\Omega$, есть отношение падающего потока к рассеянному потоку. Тогда дважды дифференциальное сечение рассеяния равно

$$\frac{d^2±}{d\Omega dE} = \frac{v}{v_0}\cdot\frac{1}{2®\hbar}\int d²e^{-iµ²}\sum_{i,j} b_i^* b_j e^{iq(d_i - d_j)}, \qquad (6)$$

где $² = t - t_0$, $µ = µ_0 - µ'$, v скорость ионов после рассеяния, v_0 до рассеяния, а $q = k_0 - k$, d- d - расстояние от центра до точки, где наблюдается ионная волна.

Из (6) выделим когерентную и некогерентную волну. Принимая во внимание известное квантовомеханическое выражение для плотности рассеянного тока

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \frac{i\hbar}{2«}\left[\cdot(\mathbf{r})\nabla_{\mathbf{r}}\cdot^*(\mathbf{r}) - \cdot^*(\mathbf{r})\nabla_{\mathbf{r}}\cdot(\mathbf{r})\right], \qquad (7)$$

и используя выражение:

$$\nabla\cdot\left[\cdot\,^{*}_{k'}(r')\nabla\cdot\,_{k}(r)-\cdot\,_{k}(r)\nabla\cdot\,^{*}_{k'}(r')\right]+2i¢U_{I}\cdot\,^{*}_{k'}(r')\cdot\,_{k}(r)=0\,, \qquad (8)$$

можно получить для дивергенции j соотношение

$$\nabla\cdot j=-\frac{\hbar}{«}\left(2®\,\hbar^{2}/«\right)\langle¢¦\rangle\,\mathrm{Im}\,a\cdot\,^{*}_{k'}(r')\cdot\,_{k}(r), \qquad (9)$$

т.е. в тех точках, где $¢¦\neq 0$ дивергенция j отлична от нуля, и $¢¦$ характеризует «уход» частиц. Исчезновение частиц с импульсом k следует приписать поглощению, которое, в самом деле, связано с неупругим рассеянием.

Сечение упругого рассеяния равно

$$±_{упр.}(k)=\int\left|F(k,\mathrm{g})\right|^{2}d\Omega\,, \qquad (10)$$

и его можно представить в виде разложения в ряд кратности упругих рассеяний

$$±_{упр.}(k)=N_{1}\int\left|F(k,\mathrm{g})\right|^{2}d\Omega+\frac{N_{2}}{k^{2}}\int dk'\left|F(k')F(k-k')\right|^{2}d\Omega+....,\qquad (11)$$

где $N_{n}=\dfrac{1}{±_{1}n!}\int exp\left(-±_{1}¢¦_{0}r\right)\left(-±_{1}¢¦_{0}r\right)^{n}dr$. Здесь $±_{1}$ - полное сечение рассеяния, отнесенное к одному рассеивающему центру:

$$±_{1}=4®\left(\mathrm{Re}\,a\right)^{2}\frac{V}{v_{0}}\left\langle\left(\frac{¢¦_{0}}{¦}\right)^{2}\right\rangle \qquad (12)$$

где v_{0} - объем, приходящийся на один центр, а $¦$ - число рассеивающих центров.

Упругое рассеяние связано условием унитарности со всеми неупругими процессами. Так как сечение неупругого рассеяния в приближении тяжелой мишени пропорционально сечению упругого рассеяния [2]:

$$±_{неупр.}=N_{эфф}±_{упр.}N_{эфф}V(\mathrm{Re}\,a)^{2}<(¢¦_{0})^{2}>. \qquad (13)$$

Число $N_{эфф}=N_{1}$ при этом имеет смысл эффективного числа ядер, участвующих во взаимодействии.

Отдельные рассеивающие центры рассеивают некогерентно. Упругое некогерентное рассеяние на примесях приводит к ослаблению когерентной волны это связано с флуктуациями плотности рассеивающего вещества.

Некогерентное рассеяние не завысить от направления и имеет вид:

$$\left|\cdot\,_{некогер}\right|^{2}\approx N_{эфф}\frac{\langle¢¦_{0}\rangle^{2}}{d^{2}} \qquad (14)$$

Напротив, когерентное рассеяние сильно завысить от угла и существенно в направлении вперед, т.е. если центры расположены упорядоченно под брэгговскими углами. В этих направлениях когерентная интенсивность имеет вид

$$\left|\cdot_{\text{когер}}\right|^2 \approx N^2_{\text{эфф}} \frac{\langle ¢ ¦_0 \rangle^2}{d^2} \qquad (15)$$

Интенсивность когерентного рассеяния пропорциональна $±_{\text{когер}}$, но ее зависимость от числа рассевающих центров квадратично.

3. Заключение

Интерференционные эффекты, присутствующие в сечении некогерентного рассеяния, зависят только от средних длин рассеяния ядер. Амплитуда негогерентного рассеяния имеет величину порядка нескольких единиц на 10^{-5}. Поэтому резонансные линии становятся уже, когда N возрастает. В области неразрешенных и перекрывающих резонансов тонкая структура сечений сглаживается из-за энергетического усреднения. Если интервал усреднения велик по сравнению со средним расстоянием между резонансами, то в усредненных сечениях будут проявляться лишь соответствующие промежуточные структуры, и они связаны с результатами модели комплексного потенциала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Степанов А.В.// ЭЧАЯ, 1996, Том 7, Вып.4, стр. 989.
2. Абдулвагабова С.К.// Известия Высших Учебных Заведений. Физика. 2002. № 11, Стр.11-18.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ НЕУПРУГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Х.Ш. Абдуллаев, М.Ш. Мамедов, Н.А. Ибрагимов

Бакинский Государственный Университет

Из анализа угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 7,3 МэВ определен параметр спиновой зависимости ± для ядер Sc, Ti, V, Ca, Mn, Cr. Экспериментально определенные значения ±, ниже величин, получаемых в расчетах по модели независимых частиц. Объяснение наблюдаемого эффекта, как проявление взаимодействия между частицами, отличающегося от парных корреляций, кажется наиболее правдоподобным.

Исследование угловых распределений частиц, испущенных из составного ядра, дает возможность определить параметр спиновой зависимости сечения неупругого рассеяния нейтронов σ. При этом обычно используют выражение для угловой зависимости дифференциальных сечений, полученное Эриксоном и Струтинским [1]:

$$\frac{\partial^2 ±_{ab}\left(E_b, ³\right)}{\partial E_b, \partial\Omega_b} = c\left\{1 + \frac{1}{12}\frac{<\ell_a^2(E_a)><\ell_b^2(E_b)>}{±^4} P_2(¯)\right. \qquad (1)$$

где c –некоторая константа, $<\ell_a^2(E_a)>$ и $<\ell_b^2(E_b)>$ -средние квадраты орбитальных угловых моментов падающих и вылетающих нейтронов, соответственно; P_2 –полином Лежандра второго порядка.

Средний квадрат углового момента определяется следующим соотношением:

$$<\ell^2(E)>=\sum_0^{\infty}\left(2\ell+1\right)T_\ell(E)\ell(\ell+1)/\sum_0^{\infty}\left(2\ell+1\right)T_\ell\left(F\right) \qquad (2)$$

где T_ℓ - коэффициент проницаемости, рассчитываемый по оптической модели ядра.

Соотношение (1) получено для случая слабой связи, т.е. для малой анизотропии углового распределения.

Для определения параметра спиновой зависимости были использованы дифференциальные сечения нейтронов с начальной энергией 7,3 МэВ, неупруго рассеянных на ядрах *Sc, Ti, V, Ca, Mn, Cr* [2]. Угловые распределения, соответствующие интервалу энергий вылетающих нейтронов от 0,5 до 3 МэВ, были представлены в виде:

$$\pm(¯)=\frac{1}{4®}\sum_{\ell=0}^{N_0}B_\ell P_\ell(¯)$$

Величина параметра зависимости вычислялась из сравнения нормированного по B_0 коэффициента B_2 при полиноме Лежандра $P_2(\theta)$ с выражением (1). Для вычисления средних квадратов угловых моментов использовались коэффициенты проницаемости из работы [3]. Полученные значения представлены в таблице 1.

Таблица 1.

Параметр σ^2 и отношения $T_{экс}/T_0$, полученные из анализа угловых распределений нейтронов, испущенных из ядер с энергиями 0,5-3 МэВ.

Элемент	*Sc*	*Ti*	*V*	*Cr*	*Mn*	*Co*
±	5,3±1,2	6,2±1,2	7,3±1,6	7,4±1,4	9,2±3,1	9,6±2,3
$T_{экс}/T_0$	0,7±0,1	0,6±0,1	0,7±0,2	0,6±0,3	0,7±0,2	0,7±0,3

Указанные ошибки обусловлены ошибками в экспериментальных данных. Кроме того значения, σ могут содержать систематические ошибки из-за присутствия в анализируемом диапазоне энергий нейтронов, испущенных в предравновесной стадии реакции. Но они не могут существенно изменить полученные результаты, так как в рассматриваемом интервале энергий доля нейтронов из неравновесных процессов в интегральных спектрах меньше 10%. Это может привести к ошибке в параметре спиновой зависимости ≤15%.

Наши данные сравнивались с данными других работ, в которых параметр спиновой зависимости извлекается из экспериментальных угловых распределений продуктов реакций *(n,p), (n,~), (n,n')*. Наши данные наиболее хорошо согласуются с результатами работы [4], в которой параметр σ получен из анализа спектров упруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 7 МэВ. Экспериментальные величины σ, в основном, ниже значений, получаемых в расчетах по модели независимых частиц с твердотельным моментом инерции:

$$\pm^2=\frac{I_0T}{\hbar^2} \qquad (3)$$

где T – ядерная температура, I_0- момент инерции ядра, рассматриваемого как твердое тело, имеющее радиус R и массу A m, т.е. равный

$$I_0 = \frac{2}{5} mAR^2 \tag{4}$$

Уменьшение момента инерции ядра по сравнению с твердотельным, повидимому, может быть обусловлено тремя причинами:

а) влиянием остаточного взаимодействия сверхпроводящего типа;

б) влиянием оболоченных эффектов;

в) наличием в ядре взаимодействия частиц, отличающегося от парных корреляций, которое как показано в работе [5] может заметно уменьшить σ.

Уменьшение момента, обусловленное влиянием парных корреляций, незначительно, так как характерная энергия возбуждения остаточного ядра близка или даже выше энергии фазового перехода, которая для исследованных ядер составляет ~(5÷10) МэВ.

При рассмотрении результатов данной работы совместно с [4] не обнаруживается. Корреляции между величиной момента инергии и магическими числами. Это дает возможность утверждать, что уменьшение I не связано с оболочечными эффектами.

Таким образом, объяснение наблюдаемых эффектов как проявление остаточного взаимодействия частиц, отличающегося от парных корреляций, кажется наиболее правдоподобным. Поэтому знание экспериментальных моментов инерций ($I_{эксп}$) дает возможность оценить константу асимметричной по спину части взаимодействия из соотношения, полученного в работе [5]:

$$I_0 / I_{эксп.} = 1 + gf^2/2 \tag{5}$$

где I_0 и $I_{эксп}$ –твердотельный и экспериментально наблюдаемый моменты инерции ядра, соответственно, g – плотность одночастичных состояний вблизи уровня Ферми, $gf^2/2$- константа асимметричной по спину части взаимодействия.

Величина $gf^2/2$, извлеченные из наших данных, качественно согласуется со значением, полученным в работе [4] и используемым в теории ферми-жидкости [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. T.Ericson and V.Strutinski. Nucl. Phys, 1985, 8, 284.
2. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В. Препринт ФЕИ-457, 1998.
3. Эммерих У.С. Физика быстрых нейтронов. М., 2003, т.1, с.73.
4. Игнатюк А.В. Нейтронная физика. Обнинск, 2005, ч.1, с.227.
5. Шорин В.С., Канонов В.Н., Постаев Е.Д. «Ядерные константы» М. 2011, в.8, ч.1, с.39
6. Мигдал А.В. Теория конечных Ферми-систем и свойства атомных ядер. Изд. «Наука» М., 1995.

ПРОБЛЕМА ЗАПУТАННЫХ СОСТОЯНИЙ В КВАНТОВОЙ ФИЗИКЕ

М.И. Алиев, Э.А. Исаева, И.М. Алиев, А.М. Алиева

Институт Физики Национальной Академии Наук Азербайджана

elmira@physics.ab.az

В последнее время некоторые физики уделяют большое внимание проблеме восприятия. Так, Кадомцев в своей монографии [1] говорит о том, что измерение в квантовой механике – это информационный процесс и поэтому для его понимания важна не столько энергетическая, а сколько содержательно-смысловая сторона передаваемых сигналов. Сам информационный аспект измерения, как говорит Кадомцев, можно назвать детектированием или восприятием сигнала. Таким образом, возникает вопрос о самом восприятии человека в физике.

Объекты являются источниками информации и понятно, что количество информации зависит от числа объектов, которые воспринимаются человеком. Макромир воспринимается человеком непосредственно, а микромир через прибор. Но через прибор будет восприниматься намного меньшее число объектов, и поэтому информации будет меньше. Поэтому можно сказать, что восприятие невидимого микромира является неполным. Наверное, в этом скрывается истинная причина, имеющих место в квантовой физике соотношений неопределенностей Гейзенберга.

Обозначим через N_k и N_q число воспринимаемых объектов в макромире (классический мир) и микромире (квантовый мир), соответственно. Понятно, что неопределенность обратно пропорциональна числу воспринимаемых объектов, и мы можем ввести единицу неопределенности, которая будет $\Delta\sim_k = \dfrac{A}{N_k}$ в макромире и $\Delta\sim_q = \dfrac{A}{N_q}$ в микромире, где А –постоянная, связанная с человеческой способностью восприятия. Из-за того, что $N_k >> N_q$, микромир более неопределенный, нежели макромир.

При научном познании мира человек производит наблюдение (наблюдение –это целенаправленное восприятия), в котором уже воспринимаются не все объекты, а изборочные. Обозначим это число через n_k в макромире и n_q в микромире. Ясно, что неопределенность α пропорциональна числу объектов оставшихся вне наблюдения. Обозначим это число через $(N_k - n_k)$ в макромире и $(N_q - n_q)$ в микромире.

Таким образом:

$$\sim_k = (N_k - n_k)\Delta\sim_k = (N_k - n_k)\frac{A}{N_k} \text{ в макромире и}$$

$$\sim_q = (N_q - n_q)\Delta\sim_q = (N_q - n_q)\frac{A}{N_q} \text{ в микромире.}$$

Рассмотрим случай, когда в обоих мирах неопределенность одна и та же, т.е. $\alpha_k = \alpha_q$. Этот случай, конечно возможен только в самом процессе измерении, когда число наблюдаемых в микромире становится больше, чем в макромире. Сам процесс измерения можно охарактеризовать, как действие человека в «макромир+миромир» системе. Сознание наблюдателя может либо входить, либо не входить в эту систему. Итак, из $\alpha_к=\alpha_q$ мы получаем, что $n_q = \frac{N_q}{N_k} n_k$. Принимая во внимание, что $N_к$ и N_q постоянные, из этой формулы видно, что увеличение числа наблюдаемых в микромире приводит к увеличению числа наблюдаемых в макромире. Внутренняя корреляция в квантовой системе, которая имеет место в известном Эйнштейн – Подольский – Розен (ЭПР) парадоксе[2]. В этом парадоксе рассматриваются две частицы, которые взаимодействовали друг с другом некоторое время. Они оказываются в запутанном, или лучше сказать в связанном состоянии, потому что измерением импульса одной из частиц можно предсказать, не делая измерения, импульс другой частицы. Но разве это не означает увеличение числа наблюдаемых? Ведь не лелая специально наблюдения или измерения, мы тем не менее получаем дополнительную информацию. Нильс Бор в свое время объяснял этот парадокс определенной конфигурацией приборов[3]. Именно эта конфигурация отвечает условию уменьшения неопределенности в микромире, из-за которой в результате мы получаем дополнительную информацию. Как пишет Бор: «... в каждой экспериментальной установке необходимо проводить проводить границу между теми частями рассматриваемой физической системы, которые мы перечисляем к измерительным приборам и теми, которые являются объектами, подлежащими исследованию». Сам Бор выбирает эту границу таким образом, как он пишет: «Выбор место для этой границы возможен лишь в пределах той области, где квантово-механическое описание данного процесса по существу эквивалентна классическому описанию». Таким образом, в кантовой физике все зависит от выбора границы. Выбор этой границы будет производиться со стороны наблюдателя, который должен для этого цели не быть включен в систему «макромир+миромир». Такая система является открытой. Но что произойдет, если наблюдателя включить в эту систему? В этом случае имеет место система «макромир+миромир+сознание наблюдателя», которая является уже замкнутой. Понятно, что границу выбпрать уже будет некому и поэтому вопрос о границе теряет смысл. Выше не включенный в систему наблюдатель при определенной конфигурации приборов мог получить дополнительную информацию о микромире, тем самым могла уменьшаться неопределенность квантового мира. В этом случае, микромир становится таким неопределенным, как макромир. Но при включенном в систему наблюдателе происходит все по-другому. Наблюдатель оторванный из макромира оказывается в микромире, поэтому макромир становится для него таким неопределенным, как микромир. Напомним, что мы рассматриваем с самого начала случай $\alpha_к=\alpha_q$ и оно выполняется в обоих случаях. Но если в случае без включения наблюдателя в систему неопределенность α уменьшалась, то, напротив, при включения наблюдателя в систему (система замкнутая) неопределенность увеличивалась. Все вышесказанное можно использовать при рассмотрении эксперимента «Шредингеровский кот» [4]. В этом эксперименте состояние атома «одновременно распался и не распался» становится связанным не с атомом, как в ЭПР парадоксе, а с макроскопическим объктом –котом в закрытой камере с рассматриваемым атомом. Взаимодействие этих двух объктов из разных миров возможно, и оно осуществляется через устройсво детектор распада –молоток –ампула с синильной кислотой. Поэтому имеет место парадокс –запутанное состояние «кот жив и мертв одновремеенно». В открытой системе парадокс может разрешиться тем, что наблюдатель из-за того, что он не охвачен самой системой, может открыть камеру и увидеть, что, например, кот жив. (В этом случае происходит коллапс происходит волновых функций сознания наблюдателя и окружающего мира. Это явление есть декогеренция. [4]). Граница, о кторой говорилось выше, в случае, когда камера со шредингеровским котом еще закрыта, проходит перед камерой. Информации нет относительно и кота, и атома. Эта одна конфигурация приборов. В случае, когда камера открывается, граница уже может проходить внутри камеры, охватывая кота. Мы получаем информацию о состянии кота (жив или мертв). По его состоянию мы можем узнать и о состоянии атома (распался или не распался). Рассматриваемый атом становится как-бы объектом макромира. Эта уже другая конфигурация приборов, при котором мы получаем дополнительную информацию о микромире. Атом Она подобна той конфигурации приборов в ЭПР опыте, о которой пишет Бор. Таким образом, мы получаем дополнительную информацию о макро- и микромирах и следовательно, неоределенность в микромире уменьшаясь может становится равной неопределенности в макромире, т.е.$\alpha_к = \alpha_q$. В замкнутой системе имеет место уже совсем другая картина. Из-за того, что наблюдатель, его сознание охвачено самой системой «Шредингеровский кот», не может происходить вышеоупомянутая декогереция. Некому открыть камеру и посмотреть. Кот Шредингера становится как-бы объектом микромира. Таким образом, неопределеннось макромира, опять, увеличиваясь, становится равной неопределенности микромира, т.е. опять $\alpha_к = \alpha_q$. Если задать вопрос о проявлении меры неопределенности.α в известных формулах квантовой физике, то для этого, например, можно рассмотреть известную формулу атомных спектров Бальмера [5], а именно:

$$\neg = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)\ ,\ \ (n=3,4,5,6)$$

где ν - это частота световых колебаний, R – постоянная Ридберга.

Если понять, что целое число n в этой формуле связано непосредственно с детектированием или восприятием со стороны наблюдателя спектров, то это формула будет уже принимать вид:

$$\neg = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{4\Delta\sim^2}{®^2}\right)\ .$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Кадомцев Б.Б. Динамика и информация, Изд-во «Успехи физических наук», Москва, 1999, 400с.
2. Einstein A., Podolsky B., Rosen N., Phys. Rev., 47, (1935), 777
3. Bohr N., Phys. Rev., 48, (1935), 696
4. Менский М.Б., УФН, 43, 6, (2000), 631
5. Шехтер В.М., Ансельм А.А. Атом и квантовая механика, Изд-во «Знание» Москва, 1984, 93с.

О ДВУХ СВЯЗАННЫХ СМЕШАННЫХ ЗАДАЧАХ

Н.А. Алиев, В.Ю. Бабанлы, А.М. Алиев, М. Г. Гасанов *

Бакинский Государственный Университет

Институт Прикладной Математики, НИИ Проблем Физики

aahmad07@rambler.ru

Исследование математической модели задачи добычи нефти и газа и их смеси в скважине требует скрупулезного изучение природы этих процессов. Установлено, что все понятия и определения, изложенные в теории движения смеси в трубах, в равной мере применимы к процессу эксплуатации скважин и служат ее основой.

На практике часто приходится рассчитывать газожидкостные потоки с переменными по сечению параметрами. В ряде случаев эти потоки можно рассматривать как одномерные, с некоторыми средними значениями параметров в каждом сечении. Движение потока в скважине характеризуется многими факторами. Например, относительное движение фаз, трение потока о трубы и т.д. Эти факторы необходимо учитывать при расчете и осуществлении, например газлифтного способа добычи нефти.

Рассматривается пара смешанной задачи, первое из которых в правой части уравнения (параболического типа) содержит дельта функций Дирака. Математическая модель рассматриваемого процесса является системой, (вторая задача) состоящей из двух двумерных линейных дифференциальных уравнений с частными производными первого порядка гиперболического типа [1]. Исследуемая проблема и идея ее решения диктует нам что, определив решения первой задачи и выбрать ее значение граничным значением для второй задачи.

Итак, первая задача имеет вид:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial p(r,t)}{\partial r}\right)+\frac{\text{¯}}{kb}q_h(t)\text{¢}(r-r_c)=\frac{1}{\text{¡}}\frac{\partial p(r,t)}{\partial t},\quad r_c<r<r_k,\ t>0 \tag{1}$$

$$p(r,0)=p_m=const,\qquad r_c<r<r_k \tag{2}$$

$$\begin{cases}\left.\dfrac{\partial p(r,t)}{\partial r}\right|_{r=r_c}=q_h(t),\\ p(r_k,t)=p_k(t),\qquad t>0\end{cases} \tag{3}$$

где задача (1)-(3) рассматривается на полу полосе

$$D=\{(r,t);\ r\in(r_c,r_k),\ t>0\},$$

¯, ¡, p_m, r_c, r_k - вещественные постоянные числа, $q_h(t)$ *и* $p_k(t)$ известные функции времени, $\text{¢}(r-r_c)$ - дельта функций Дирака, а $p(r,t)$ - искомая функция.

Вторая задача формулируется следующим образом:

$$\begin{cases} -\dfrac{\partial p(x,t)}{\partial x} = \dfrac{\partial\left(° \, w(x,t)\right)}{\partial t} + \dfrac{ª}{8¢} ° w^2(x,t) + ° g \sin \sim + \dfrac{\partial}{\partial x}\left[\left(1+ \quad\right) ° \, w^2(x,t)\right], \\ \dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial p(x,t)}{\partial t} = -\dfrac{\partial\left(° \, w(x,t)\right)}{\partial x}, \qquad 0 < x < l, \quad t > 0 \, , \end{cases} \tag{4}$$

$$p(x,0) = 0, \quad w(x,0) = 0, \quad x \in [0,l], \tag{5}$$

$$\begin{cases} p(0,t) = p_c(t) \equiv p_{2c}(t), \\ p(l,t) = p_y(t), \qquad t \geq 0, \end{cases} \tag{6}$$

где задача (4)-(6) рассматривается на полуполосе

$$D = \{(x,t); \ x \in (0,l), \ t > 0\},$$

$ª, ¢, \ , c, l, \sim$ u r_c – вещественные постоянные числа, $°, g, p_y(t)$ – известные вещественно значные функции, $p_{rc}(t)$ – определяется из первой смешанной задачи а $p(x,t)$ u $w(x,t)$ неизвестные функции.

Вернемся к первой смешанной задаче (1)-(3)

Предполагая что, $p(r,t)$-есть оригинал [1], т.е.

$$\left|p(r,t)\right| \leq Ce^{±_0 t}, \tag{7}$$

имеем

$$\tilde{p}''(r,s) + \frac{1}{r}\tilde{p}'(r,s) - \frac{s}{¡}\tilde{p}(r,s) = -\frac{p_m}{¡} - \frac{-}{kb}\tilde{q}_h(s)¢(r - r_c), \tag{8}$$

$$\begin{cases} \tilde{p}'(r,s)\Big|_{r=r_s} = q_h'(s), \\ \tilde{p}(r_k, s) = \tilde{p}_k(s), \end{cases} \tag{9}$$

где $s \in C$ – есть параметр, появившиеся из преобразования Лапласа, $\operatorname{Re} s > ±_{0,}$,

$$\tilde{p}(r,s) = \int_0^\infty e^{-st} p(r,t)dt \tag{10}$$

С этим смешанная задача (1)-(3) сведена к граничной задаче (8)-(9) которая зависит от комплексного параметра s. Теперь для того чтобы уравнения (8) привести к уравнению Бесселя приведем замену

$$Z = \sim r \tag{11}$$

$$\tilde{p}(r,s) = \tilde{p}\left(\frac{z}{\sim}, s\right) \equiv y(z,s), \tag{12}$$

$$\tilde{p}'(r,s) = y'(z,s).\sim, \qquad \tilde{p}''(r,s) = y''(r,s).\sim^2.$$

Тогда из (8), получим следующую уравнению

$$\sim^2 y''(r,s) + \frac{1}{r\sim} y'(r,s).\sim^2 - \frac{s}{\text{¡}} y(r,s) = -\frac{p_m}{\text{¡}} - \frac{\bar{}}{kb}\tilde{q}_h(s).\text{¢}\,(\frac{z}{\sim} - r_c) \qquad (13)$$

Определяя $\sim$ таким образом, что

$$\sim^2 = -\frac{s}{\text{¡}}, \quad \textbf{т.е.} \quad \sim = i\sqrt{\frac{s}{\text{¡}}}, \qquad (14)$$

то имеем

$$z^2 y''(r,s) + zy'(r,s) + (z^2 - O^2)y(r,s) = z^2\left[\frac{p_m}{s} - \frac{\text{¡}\bar{}}{kbs}\tilde{q}_h(s).\text{¢}\,(\frac{z}{\sim} - r_c)\right], \qquad (15)$$

$$z \in (\sim r_s, \sim r_k)$$

$$\begin{cases} y'(r,s) = \frac{1}{\sim}\tilde{p}'(r,s)\Big|_{r=r_s} = \frac{1}{\sim}\tilde{q}_h(s), \\ y(\sim r_k, s) = \tilde{p}_k(s) \end{cases} \qquad (16)$$

Учитывая, что $J_0(z)$ u $Y_0(z)$ являются линейно независимым решением однородного уравнения соответствующей уравнению (15) и применяя метод вариации постоянных для общего решения этого неоднородного уравнения (16), получим

$$y(z,s) = C_1 J_0(z) + C_2 Y_0(z) +$$

$$+\frac{p_m}{s}\int_{\sim r_c}^{z} \frac{J_0(\text{²})Y_0(z) - Y_0(\text{²})J_0(z)}{\text{¡}(\text{²})}d\text{²} + \frac{\text{¡}\bar{}\sim}{2kbs}\tilde{q}_h(s).\frac{J_0(\sim r_c)Y_0(z) - Y_0(\sim r_c)J_0(z)}{\text{¡}(\sim r_c)}, \qquad (17)$$

$$z \in (\sim r_c, \sim r_k)$$

где

$$\text{¡}(z) = \begin{vmatrix} J_0(z) & Y_0(z) \\ J'_0(z) & Y'_0(z) \end{vmatrix} \neq 0 \qquad (18)$$

а двойка в знаменателе последнего слагаемого правой части (17) появилась за счет интеграла

$$\int_{\sim r_c}^{z} \text{¢}\left(\frac{\text{£}}{\sim} - r_c\right)d\text{²} = \frac{1}{\frac{1}{\sim}} \cdot \frac{1}{2} = \frac{\sim}{2}. \qquad (19)$$

Постоянные c_1 и c_2 входящиеся в (18) определяются из граничного условия (16). Для этого вычислим производную из (17).

$$y'(z,s) = C_1 J'_0(z) + C_2 Y'_0(z) +$$

$$+\frac{p_m}{s}\int_{\sim r_c}^{z} \frac{J_0(\text{²})Y'_0(z) - Y_0(\text{²})J'_0(z)}{\text{¡}(\text{²})}d\text{²} + \frac{\text{¡}\bar{}\sim}{2kbs}\tilde{q}_h(s).\frac{J_0(\sim r_c)Y'_0(z) - Y_0(\sim r_c)J'_0(z)}{\text{¡}(\sim r_c)},$$

$$y(z,s) = C_1 J_0(\sim r_k) + C_2 Y_0(\sim r_k) +$$

$$+\frac{p_m}{s}\int_{\sim r_c}^{\sim r_k}\frac{J_0(\text{²})Y_0(\sim r_k)-Y_0(\text{²})J_0(\sim r_k)}{\text{¡}(\text{²})}d\text{²}+\frac{\text{¡}\bar{~}\sim}{2kbs}\tilde{q}_h(s).\frac{J_0(\sim r_c)Y_0(\sim r_k)-Y_0(\sim r_c)J_0(\sim r_k)}{\text{¡}(\sim r_c)}=\tilde{P}_k(s),$$

$$C_1J_0'(z)\Big|_{z=\sim r_k}+C_2Y_0'(z)\Big|_{z=\sim r_k}+$$

$$+\frac{\text{¡}\bar{~}\sim}{2kbs}\tilde{q}_h(s)\frac{J_0(\sim r_c)Y_0'(\sim r_k)-Y_0(\sim r_c)J_0'(\sim r_k)}{\text{¡}(\sim r_c)}=\frac{1}{\sim}\tilde{q}_h(s)$$

$$\begin{cases} C_1J_0(\sim r_k)+C_2Y_0(\sim r_k)=A(s) \\ C_1J_0'(z)\Big|_{z=\sim r_k}+C_2Y_0'(z)\Big|_{z=\sim r_k}=B(s) \end{cases} \tag{20}$$

где

$$A(s)=\tilde{P}_k(s)-\frac{p_m}{s}\int_{\sim r_c}^{\sim r_k}\frac{J_0(\text{²})Y_0(\sim r_k)-Y_0(\text{²})J_0(\sim r_k)}{\text{¡}(\text{²})}d\text{²}-$$

$$-\frac{\text{¡}\bar{~}\sim}{2kbs}\tilde{q}_h(s)\frac{J_0(\sim r_c)Y_0(\sim r_k)-Y_0(\sim r_c)J_0(\sim r_k)}{\text{¡}(\sim r_c)}, \tag{21}$$

$$B(s)=\frac{1}{\sim}\tilde{q}_h(s)-\frac{\text{¡}\bar{~}\sim}{2kbs}\tilde{q}_h(s)\frac{J_0(\sim r_c)Y_0'(\sim r_k)-Y_0(\sim r_c)J_0'(\sim r_k)}{\text{¡}(\sim r_c)},$$

Пусть

$$\Delta=\begin{vmatrix} J_0(\sim r_k) & Y_0(\sim r_k) \\ J_0'(z)\Big|_{z=\sim r_k} & Y_0'(z)\Big|_{z=\sim r_k} \end{vmatrix}\neq 0\,. \tag{22}$$

Тогда из (20) получим:

$$C_1=\frac{1}{B}\begin{vmatrix} A(s) & Y_0(\sim r_k) \\ B(s) & Y_0'(z)\Big|_{z=\sim r_k} \end{vmatrix},$$

$$C_2=\frac{1}{B}\begin{vmatrix} J_0(\sim r_k) & A(s) \\ J_0'(z)\Big|_{z=\sim r_k} & B(s) \end{vmatrix}.$$

Таким образом, для решения задачи (15),(16), из (17) получим:

$$y(z,s)=\frac{J_0(z)}{\Delta}\begin{vmatrix} A(s) & Y_0(\sim r_k) \\ B(s) & Y_0'(z)\Big|_{z=\sim r_k} \end{vmatrix}+\frac{Y_0(z)}{\Delta}\begin{vmatrix} J_0(\sim r_k) & A(s) \\ J_0'(z)\Big|_{z=\sim r_k} & B(s) \end{vmatrix}+$$

$$+\frac{p_m}{s}\int_{\sim r_c}^{z}\frac{J_0(\text{²})Y_0(z)-Y_0(\text{²})J_0(z)}{\text{¡}(\text{²})}d\text{²}+\frac{\text{¡}\bar{~}\sim}{2kbs}\tilde{q}_h(s).\frac{J_0(\sim r_c)Y_0(z)-Y_0(\sim r_c)J_0(z)}{\text{¡}(\sim r_c)}. \tag{23}$$

Учитывая (23) из (12) имеем:

$$\tilde{p}(r,s)=\frac{J_0(\sim r)}{\Delta}\begin{vmatrix}A(s) & Y_0(\sim r_k)\\ B(s) & Y_0'(z)\big|_{z=\sim r_k}\end{vmatrix}+\frac{Y_0(\sim r)}{\Delta}\begin{vmatrix}J_0(\sim r_k) & A(s)\\ J_0'(z)\big|_{z=\sim r_k} & B(s)\end{vmatrix}+$$
$$+\frac{p_m}{s}\int_{\sim r_c}^{\sim r}\frac{J_0(\text{²})Y_0(\sim r)-Y_0(\text{²})J_0(\sim r)}{\text{¡}(\text{²})}d\text{²}+\frac{\text{¡¯}\sim}{2kbs}\tilde{q}_h(s).\frac{J_0(\sim r_c)Y_0(\sim r)-Y_0(\sim r_c)J_0(\sim r)}{\text{¡}(\sim r_c)}. \qquad (24)$$

Применяя обратное преобразования Лапласа, получаем $p(r,t)$ в виде

$$p(r,t)=\frac{1}{2\text{®}i}\int_{\pm-i\infty}^{\pm+i\infty}e^{st}\tilde{p}(r,s)ds \qquad (25)$$

где $\tilde{p}(r,s)$ дано в виде (24).

С этим поставленная первая смешанная задача (1)-(3) решена.

Теорема 1. Пусть $p(r,t)$ - оригинал, $\text{¯},k,b,\text{¡},r_c,r_k$ и P_m вещественные заданные числа, тогда смешанная задача (1)-(3) имеет единственное решение, представимое с помощью обратного преобразования Лапласа (25).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Чарный И.А. Неустановившееся движения реальной жидкости в трубах. М., Гостехиздат, 1951.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗА ПРИ НАЛИЧИИ АДСОРБЦИИ ГАЗА В ПЛАСТЕ

В.Ю. Бабанлы

БГУ, Институт Прикладной Математики

babanl-vahid@rambler.ru

Экспериментальные исследования показывают, что определение начального запаса газа в месторождении без учета адсорбции газа в зерны пористой среды приводит к ошибочным результатам. Как известно при подсчете запаса используется метод материального баланса при поведении пластового давления, но в основном без учета сорбированного количества газа в пласте.

Следовательно, учет процесса сорбционных процессов газа в зернах пористой среды имеет значение. Сорбция газа зависит от давления и температуры среды.

Процесс сорбции происходит в двух этапах: осаждения молекул газа на поверхность частиц, которое происходит мгновенно и диффузия молекул газа внутрь блока зерен породы, которая происходит очень медленно.

Исходя из выше приведенных математическая постановка задачи о изотермической линейной фильтрации газа в пласте можно описать следующей системой уравнений, состоящих из уравнения неразрывности газа с учетом сорбции

$$m\frac{\partial p}{\partial t}=-div\,\text{³}+d \qquad (1)$$

и закона фильтрации Дарен

$$\text{ʒ} = -\frac{k}{\text{«}}\, grad\ \text{°}\ , \qquad (2)$$

где m-коэффициент пористости пласта, ° -плотность газа, ʒ-скорость фильтрации, k -коэффициент проницаемости пласта, « -коэффициент динамической вязкости газа, p-пластовое давление, d -величина учитывающая массообмена газа.

Адсорбция газа в зернах среды рассотрим как процесс диффузии газа. Линейная изотермическая диффузия описывается уравнением

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\frac{\partial^2 C}{\partial x^2}, \qquad 0 < x < l \qquad (3)$$

где l-размер области диффузии, D-коэффициент диффузии, c-масса сорбированного газа в единице объема склета породы, x-линейная координата.

Начальное условия к уравнению (3) имеет вид

$$C(0,\ x) = C_1 \qquad (4)$$

граничные условия:

$$\frac{\partial C(x,\ t)}{\partial x} = 0 \ \text{ при } \ x = 0, \qquad (5)$$

условие на контакте свободного газа на поверхность твердой частицы

$$\frac{\partial C(x,\ t)}{\partial t} = -\frac{c(x,t) - c_0(p)}{T} \ \text{ при } \ x = l, \qquad (6)$$

где $C_0 = C_0(p)$ изотерма сорбции, т.е. в равновесных условиях, T-параметр, соизмеримой времени.

Величина массообмена между свободными и адсорбированном газа определяется так:

$$q = -D\frac{\partial c(l,\ t)}{\partial x}. \qquad (7)$$

Между величинами q и d имеется соотношения

$$d = s(1 - m)q\ , \qquad (8)$$

где s-удельный поверхность пористой среды. Таким образом, уравнения (1)-(8) составляют полную замкнутую систему для линейной фильрации газа с учетом сорбции. Для решения этой систему, предварительно вводим новую функцию в виде

$$C(x,t) = U(x) + W(x,\ t). \qquad (9)$$

Подставив (9) в уравнение (3) получаем следующие уравнения для функций $U(x)$ и $W(x,t)$:

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2}=0\,, \tag{10}$$

$$\frac{\partial W(x,t)}{\partial t}=D\frac{\partial^2 W(x,t)}{\partial x^2}\,. \tag{11}$$

Решая уравнение (10) при условиях

$$U(0)=U_0 \text{ и } U(l)=U_1 \tag{12}$$

имеет вид

$$U(x)=\frac{u_1-u_0}{l}x+U_0 \tag{13}$$

К уравнению (11) имеем следующие условия

$$W(x,\,t)=0 \text{ при } t=0\,, \tag{14}$$

$$\frac{\partial W(x,t)}{\partial t}=\frac{\partial C(x,t)}{\partial t}=-\frac{C(x,\,t)-C_0(p)}{T}\,,\quad \text{при}\quad x=l\,, \tag{15}$$

$$\frac{\partial W(x,t)}{\partial x}=\frac{\partial C(x,t)}{\partial x}=0\,, \text{ при}\quad x=0\,. \tag{16}$$

Для решения задачи (11), (14)-(16) применяем метод разделения переменных Фурье

$$W(x,\,t)=X(x)\cdot T(t) \tag{17}$$

Поставив (17) в (11) имеем два уравнения для функций $X(x)$ и $T(t)$

$$\frac{dT(t)}{dt}+\text{ª}^2DT(t)=0 \tag{18}$$

и

$$\frac{d^2X}{dx^2}+\text{ª}^2X(x)=0 \tag{19}$$

решение уравнения (18) имеет вид

$$T(t)=Ke^{-D\text{ª}^2t}\,, \tag{20}$$

где ª -собственное число, K -постоянная интегрирования.

Общее решение уравнения (19) имеет вид

$$X(x)=B_1\cos\text{ª}x+B_2\sin\text{ª}x\,.$$

Используя граничные условия находим решение

$$X(x)=B_2\sin\text{ª}x\,,\qquad \text{ª}=\frac{\text{®}\,i}{l}\,,\quad i=1,\,2,\,... \tag{21}$$

тогда решение уравнение (11) примет вид

$$W(x,t) = Be^{-D\,ª^2 t}\sin ª\,x, \tag{22}$$

где $B = B_2 K$. Следовательно, решением уравнения (9) будет

$$C(x,\ t) = \frac{U_1 - U_0}{l}x + U_0 + Be^{-D\,ª^2 t}\sin ª x \tag{23}$$

Теперь, при помощи (7) и (23) можно определить переток q по формуле (7)

$$\left.\frac{\partial C(x,t)}{\partial x}\right|_{x=l} = \frac{U_1 - U_0}{l} + Bª e^{-Dª^2 t}\cos ª l$$

$$q = -D\left(\frac{U_1 - U_0}{l} + Bª e^{-Dª^2 t}\cos ª l\right) \tag{24}$$

Теперь можно определить величину d учитывающую перетек при помощи (8) и (24)

$$d = -DS(1-m)\left(\frac{U_1 - U_0}{l} + Bª e^{-Dª^2 t}\cos ª l\right). \tag{25}$$

Поставив (25) в систему (1)-(2) можно получить уравнение фильтрации с учетом сорбционного процессов, и решая его можно исследовать фильтрации газа при наличии сорбционного процесса в пласте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мирзаджанзаде А.Х., Баренблаг Г.И., Ентов В.М. и др. О возможном влиянии начального градиента давления на разработку газовых и газоконденсатных месторождений при водонапорном режиме. Изв. ВУЗ сер. Нефть и газ 1970, № 1, с. 39-45
2. Simon R., Grane D.J. Generalized correlation for predicting solubility, swelling and viscosity be haviour of CO_2 crude oil system. J.Pet. Tech. 1965, v. 17, No 1, p.102-106
3. Rasmussen M.L., Civion F. Improved measurement of gas diffusivity for miscible gas flooding under non-equilibrium vs equilibrium conditions. SPE/DOE Improved oil recovery Sumposium. Tulsa Oklohoma USA aprel 13-17 2002, p. 127

НЕКОТОРЫЕ АПРИОРНЫЕ ОЦЕНКИ ДЛЯ РЕШЕНИЙ ПОЧТИ ВСЮДУ ОДНОМЕРНОЙ СМЕШАННОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ОДНОГО КЛАССА ПОЛУЛИНЕЙНЫХ СИММЕТРИЧНО РЕГУЛЯРИЗОВАННЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛИННЫХ ВОЛН

Ф.М. Намазов, С.Дж. Алиев

Бакинский Государственный Университет

neikoos@yahoo.com, samed59@bk.ru

В настоящее время большое внимание привлекают задачи математической физики, связанные с описанием волновых движений жидкостей различной природы, в частности, стратифицированных. Этот интерес обусловлен не только большой прикладной значимостью указанных задач, но и их новым теоретическим и математическим содержанием. В последнее время в связи с проблемами охраны и изучения окружающей среды значительно возрос интерес к исследованию мирового океана, в частности, к процессам колебаний различной природы в толще жидкости. Возникающие здесь дифференциальные уравнения оказываются зачастую чрезвычайно своеобразными. Достаточно вспомнить известное уравнение С.Л.Соболева динамики вращающейся жидкости или аналогичное ему уравнение, описывающее колебания несжимаемой стратифицированной жидкости.

В данной работе исследуется решение почти всюду следующей одномерной смешанной задачи:

$$\begin{cases} u_{tt}(t,x) - u_{xx}(t,x) - \sim u_{ttxx}(t,x) = \\ = F(t,x,u(t,x),u_t(t,x),u_x(t,x),u_{tx}(t,x),u_{xx}(t,x),u_{txx}(t,x)) \\ \qquad\qquad (0 \le t \le T, 0 \le x \le \text{®}), & (1) \\ u(0,x) = \text{¨}(x) \ \ (0 \le x \le \text{®}),\ u_t(0,x) = \cdot\,(x)\ (0 \le x \le \text{®}), & (2) \\ u(t,0) = u(t,\text{®}) = 0 \ \ (0 \le t \le T), & (3) \end{cases}$$

где $0 < T < +\infty$; $\sim > 0$ -фиксированное число; F, ¨, · -заданные функции, а $u(t,x)$ - искомая функция, причем под решением почти всюду задачи (1)-(3) понимаем функцию $u(t,x)$, обладающую свойствами:

а) $u(t,x), u_x(t,x), u_t(t,x), u_{tx}(t,x), u_{tt}(t,x), u_{ttx}(t,x) \in C([0,T]\times[0,\text{®}])$;

$u_{xx}(t,x), u_{txx}(t,x), u_{ttxx}(t,x) \in C([0,T]; L_2(0,\text{®}))$;

б) уравнение (1) удовлетворяется почти всюду в $(0,T)\times(0,\text{®})$;

в) все условия (2) и(3) удовлетворяются в обычном смысле.

В работе стандартными методами, а именно, пользуясь уравнением (1) установлены различные априорные оценки, нужные для доказательства теорем существования в целом решения почти всюду задачи (1)-(3).

Теорема. Пусть

1. $F(t,x,u_1,...,u_6) \in C([0,T]\times[0,\text{®}]\times(-\infty,\infty)^6)$.

2. $$F(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx},u_{xx},u_{txx}) = f(x,u) + \Phi(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx},$$
$$u_{xx},u_{txx}) + f_1(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx})_x + f_2(t,u_t)_x + f_3(x,u_x)_x, \qquad (4)$$

причём

а) $f(x,u) \in C([0,\circledR] \times (-\infty,\infty))$ и в $[0,\circledR] \times (-\infty,\infty)$

$$\int_0^u f(x,\P)d\P \equiv g(x,u) \le C \cdot (1 + u^2 - g_0(u)), \quad 0 \le g_0(u) \in C(-\infty,\infty); \qquad (5)$$

б) $\Phi(t,x,u_1,...,u_6) \in C([0,T] \times [0,\circledR] \times (-\infty,\infty)^6)$ и в $[0,T] \times [0,\circledR] \times (-\infty,\infty)^6$

$$\Phi(t,x,u_1,...,u_6) \cdot u_2 \le C \cdot (1 + u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + u_4^2 + g_0(u_1)); \qquad (6)$$

в) $f_1(t,x,u_1,...,u_4),\ f_{1,x}(t,x,u_1,...,u_4),\ f_{1,u_i}(t,x,u_1,...,u_4)$

$(i = \overline{1,4}) \in C([0,T] \times [0,\circledR] \times (-\infty,\infty)^4)$ и в $[0,T] \times [0,\circledR] \times (-\infty,\infty)^4$

$$- f_1(t,x,u_1,...,u_4) \cdot u_4 \le C \cdot (1 + u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + u_4^2 + g_0(u_1)); \qquad (7)$$

г) $f_2(t,V),\ f_{2,V}(t,V) \in C([0,T] \times (-\infty,\infty))$;

д) $f_3(x,V) \in C^{(1)}([0,\circledR] \times (-\infty,\infty))$ и в $[0,\circledR] \times (-\infty,\infty)$

$$-\int_0^V f_3(x,\P)d\P \le C \cdot (1 + V^2)\ , \qquad (8)$$

где $C>0$ – постоянная.

Тогда для всевозможных решений почти всюду $u(t,x)$ задачи (1)-(3) справедлива априорная оценка:

$$\int_0^{\circledR} u_t^2(t,x)dx + \int_0^{\circledR} u_x^2(t,x)dx + \int_0^{\circledR} u_{tx}^2(t,x)dx \le C_0 \quad \forall t \in [0,T]. \qquad (9)$$

Замечание. Так как $\forall t \in [0,T]$ и $x \in [0,\circledR]$

$$|u(t,x)| = \left| \int_0^x u_\P(t,\P)d\P \right| \le \int_0^{\circledR} |u_\P(t,\P)| d\P \le \sqrt{\circledR} \cdot \left\{ \int_0^{\circledR} u_x^2(t,x)dx \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$|u_t(t,x)| = \left| \int_0^x u_{t\P}(t,\P)d\P \right| \le \int_0^{\circledR} |u_{t\P}(t,\P)| d\P \le \sqrt{\circledR} \cdot \left\{ \int_0^{\circledR} u_{tx}^2(t,x)dx \right\}^{\frac{1}{2}},$$

то из априорной оценки (9) следует справедливость следующих априорных оценок:

$$\|u(t,x)\|_{C(\bar{Q}_T)} \le R_0, \quad \|u_t(t,x)\|_{C(\bar{Q}_T)} \le R_0,$$

где $Q_T \equiv (0,T) \times (0,\circledR)$.

Анализируем условия теоремы.

Как видно из (4), общий вид функции

$$\Phi(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx},u_{xx},u_{txx}) \tag{10}$$

формально охватывает все оставшиеся слагаемые

$$f(x,u), f_1(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx})_x, f_2(t,u_t)_x, f_3(x,u_x)_x, \tag{11}$$

фигурирующие в (4). Однако, как видно из условий *2а – 2д* теоремы, объединение всех слагаемых (10) и (11), т.е. включение всех слагаемых (11) в (10), вообще говоря, нецелесообразно. Все это обяснимо. Во первыъх, очевидно, что для выполнения условий (6) достаточно, чтобы выполнялось (в той же области) условие

$$\left|\Phi(t,x,u_1,...,u_6)\right| \le C \cdot \left(1+|u_1|+|u_2|+|u_3|+|u_4|\right),$$

которое, по сравнению с (6), значительно сужает класс функций $\Phi(t,x,u_1,...,u_6)$. А при выполнении условия (6) функция $\Phi(t,x,u_1,...,u_6)$, имея нужный знак, по абсолютной величине может расти при $|u_1|+...+|u_6| \to +\infty$ как угодно быстро; например, функция $\Phi(t,x,u_1,...,u_6)$ может иметь вид

$$\Phi(t,x,u_1,...,u_6) = u_2 \cdot \tilde{\Phi}(t,x,u_1,...,u_6),$$

где $\tilde{\Phi}(t,x,u_1,...,u_6)$ - произвольная функция, удовлетворяющая условиям:

$$\tilde{\Phi}(t,x,u_1,...,u_6) \in C([0,T]\times[0,®]\times(-\infty,\infty)^6),$$

$$\tilde{\Phi}(t,x,u_1,...,u_6) \le C.$$

Недостатком же условия (6) является то, что оно имеет эффект в случае, когда функция $\Phi(t,x,u_1,...,u_6)$ от аргумента u_2 существенно зависит, ибо в случае, когда функция $\Phi(t,x,u_1,...,u_6)$ от u_2 не зависит, условие (6) принимает (если в нем брать $u_2=1$ и $u_2=-1$) вид

$$\left|\Phi(t,x,u_1,...,u_6)\right| \le \tilde{C} \cdot \left(1+u_1^2+u_3^2+u_4^2+g_0(u_1)\right), \tag{12}$$

следовательно, порядок роста функции $\Phi(t,x,u_1,...,u_6)$ при $|u_1|+...+|u_6| \to +\infty$ сильно ограничен, даже по существу, имеет место более сильное ограничение, нежели (12), а именно, если в этом случае, т.е. в случае, когда функция $\Phi(t,x,u_1,...,u_6)$ не зависит от аргумента u_2, брать $u_2 = 1+|u_1|+|u_3|+|u_4|+\sqrt{g_0(u_1)}$ и $u_2=-\left(1+|u_1|+|u_3|+|u_4|+\sqrt{g_0(u_1)}\right)$, то условие (6) примет вид

$$\left|\Phi(t,x,u_1,...,u_6)\right| \cdot \left(1+|u_1|+|u_3|+|u_4|+\sqrt{g_0(u_1)}\right) \le$$
$$\le \tilde{C} \cdot \left(1+u_1^2+u_3^2+u_4^2+g_0(u_1)\right),$$

которое равносильно условию

$$\left|\Phi(t,x,u_1,...,u_6)\right| \le \tilde{\tilde{C}} \cdot \left(1+|u_1|+|u_3|+|u_4|+\sqrt{g_0(u_1)}\right);$$

и это, по сравнению с (12), еще сильнее ограничивает порядок роста функции $\Phi(t,x,u_1,...,u_6)$ при $|u_1|+...+|u_6| \to +\infty$.

Далее, присоединение $f(x,u)$ к $\Phi(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx},u_{xx},u_{txx})$ также нецелесообразно. Это можно подтвердить многочисленными примерами. Например, пусть

$$f(x,u) = -u^{99},\ \Phi(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx},u_{xx},u_{txx}) = u^{50}\sin u_t,$$
$$f_1 = f_2 = f_3 \equiv 0,$$

т.е. $F(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx},u_{xx},u_{txx}) = -u^{99} + u^{50}\cdot\sin u_t$; тогда, очевидно, что можно брать $g_0(u) = u^{100}$ и условие

$$\Phi(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx},u_{xx},u_{txx})\cdot u_t \le C\cdot(1+u^2+u_t^2+u_x^2+u_{tx}^2+g_0(u)),$$

т.е. условие (6), выполнено, ибо в этом случае

$$\Phi(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx},u_{xx},u_{txx})\cdot u_t = u^{50}\sin u_t\cdot u_t \le u^{50}\cdot|u_t| \le$$
$$\le \frac{1}{2}\left(u^{100}+u_t^2\right) \le \frac{1}{2}\left(1+u^2+u_t^2+u_x^2+u_{tx}^2+u^{100}\right);$$

А если $f(x,u)$ присоединить к $\Phi(t,x,u,u_t,u_x,u_{tx},u_{xx},u_{txx})$, естественно считая в (6) $g_0(u) \equiv 0$, то условие (6), принимающее в этом случае вид

$$\left(-u^{99}+u^{50}\cdot\sin u_t\right)\cdot u_t \le C\cdot\left(1+u^2+u_t^2+u_x^2+u_{tx}^2\right),$$

т.е. вид

$$\left(-u^{99}+u^{50}\cdot\sin u_t\right)\cdot u_t \le C\cdot\left(1+u^2+u_t^2\right), \tag{13}$$

не выполнится, ибо, например, при $u_t = \frac{®}{2},\ u \to -\infty$ неравенство (13) неверно.

Ясно, что функцию $g_0(u)$, фигурирующую (5), можно отбросить, т.е. считать $g_0(u) \equiv 0$, но ее наличие (оставление) в (5) вносить свой положительный вклад в (6) и (7), что частично было демонстрировано в предыдущем примере.

ABŞERON YARIMADASINDA RADİAEKOLOJİ TƏDQİQATLAR

Q.Q. Məmmədov[1], C.H. Nağıyev[2]

Bakı Dövlət Universiteti, Fizika Problemləri İnsitutu[1]

AMEA Radiasiya Probllemləri İnsitutu[2]

Bakı ətrafı ərazilərlə ilk dəfə 1963-1964 illərdə tanış oldum və bu tanışlıq məndə çox böyük təəsüf hisləri yaratdı. Ətraf mühit və ərazilər tərkibində neft və qaz olan tullantılarla daha çox çirklənmişdi. Bu tullantılar içərisində zərərli Radioaktiv tullantılar xüsusi yer tuturdu. Belə ki, Radioaktiv nüklidlərin ətraf mühitə və canlı orqanizmlərə vurduğu ziyanlı təsirlər artıq çoxdan məlum idi.1900-2000-ci illərdə Abşeron yarımadasının ərazilərində və Xəzər dənizində də Radioekoloji vəziyyət eyni idi. Bu barədə ədəbiyyatda və əlaqədar təşkilatlarda heç bir məlumat yox idi. Hərçənd ki, keçən əsrin 80-ı illərinin sonlarında SSRİ mütəxəsisləri tərəfindən və onların rəhbəriyi altında Azərbaycan torpaqlarında Aerokosmik üsullarla radioekolji məsələrlə bağlı təcürbələr aparılmışdı. Lakin,“məxvilikpərdəsi”altında bu məsələlər barədə əhaliyə heç bir məlumat verilməmişdi.

1) Ölkəmiz ikinci dəfə müstəqillik qazandıqdan sonra Respublika Prezidenti cənab İlham Əliyevin fərmanları əsasında, Respublikanın əlaqədar təşkilatlarının rəhbərliyi altında Radioekologiya sahədə ciddi elmi –tədqiqat işləri aparılmağa, Abşeron yarmadasının torpaqlarının neftdən və radioaktiv tulantılardan təmizlənməsi işlərinə başlanıldı.

Radioekoloji tədqiqatlar aparmaq üçün tərəfimizdən qurğu yığıldı və etalon nümunələrin Radioekoloji parametrləri ölçüldü. Bu məqsədlə səlahiyətli orqanlar tərəfindən gurğunu yoxlanmasını təmin etmək üçün Xəzər dənizi suyunun Lənkaran çökəkliyi və Volqa çayının Xəzərə töküldüyü yerdən götürülmüş su nümunələrinin; həmçinin Kalium xlor (KCl) kristallarının Radioekoloji parametrləri təyin olundu.Tədqiqatlar nəticəsində müəyyən olundu ki, Lənkəran çökəkliyi sularında KCl-un konsentrasiyası daha yüksəkdir.

2) Beynəlxalq Qrant Lahiyəsinin işlənməsi:Bakı ətrafı Abşeron torpaqlarında radioekoloji tədqiqatların aparılması (icra müddəti 3 il-2009-2012 illər; dəyəri-40/000 ABŞ-dolları). İş icraçılarının sayı 16 nəfər.

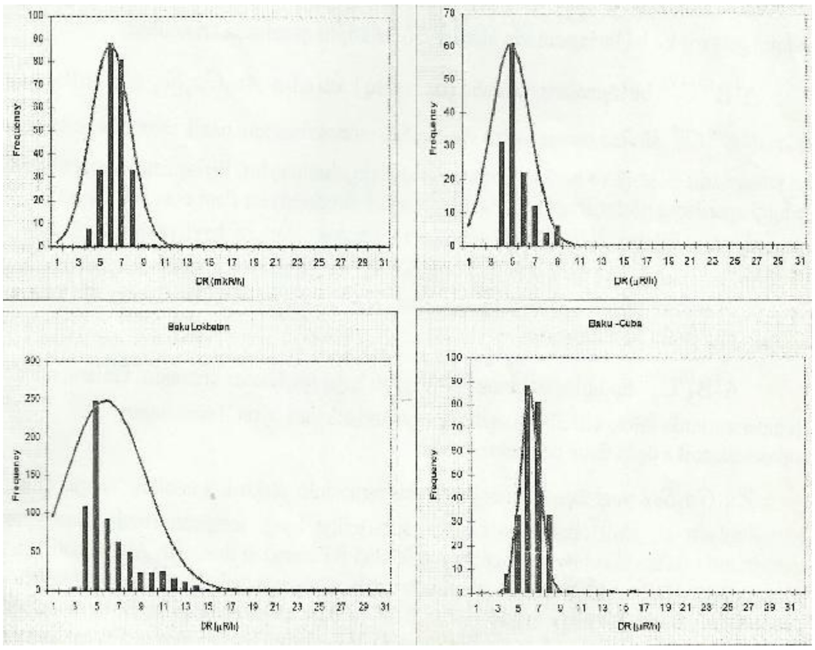
Qrant-proekt işində Bakı şəhərindən başlayan 10 marçurut üzrə çöl şəraitində EDG-nün (ekvivalent doza gücünün) coğrafi koordinatlardan və ölşü nöqtələrinin sayından asılılığı müyyən edilmiş və EDG-cü böyük olan lokal ərazilərdən laboratoriya şəraitində spektrometrik tədqiqatlar aparmaq üçün torpaq nümunəri götürülmüşdür.

Şək.1-də Bakı-Şamaxı, Bakı-Qurd qapısı, Bakı-Lökbatan, Bakı-Quba marşurutu üzrə Radioekoloji tədqiqatlar nəticəsi olaraq EDG-nin nöqtələr sayından (a) və coğrafi koordinatlardan asılılıqları (b) verilmışdir [1-3].

Eksperimental nəticələrin təhlili göstərdi ki, DGE-nin ölçü nöqtələrinin sayından asılılığı Qauss paylanmasına uyğun gəlir:

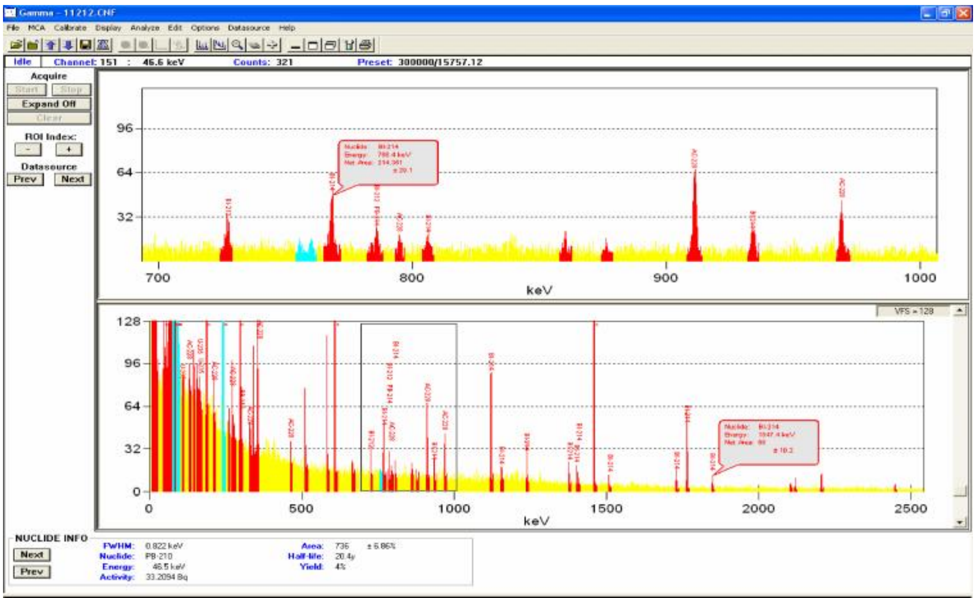
$$N(x) = Ae^{-(x_i-«)^2/2±^2}$$

Belə ki, A-EDG-nin ölçülməsində ən çox təkrarlanan nöqtələrin maksimal say,x_i i nöqtəsində EDG-nin qiyməti, « EDG-nin orta qiyməti, ± isə ortakvadratiq qiymətdən kənara çıxmadır.



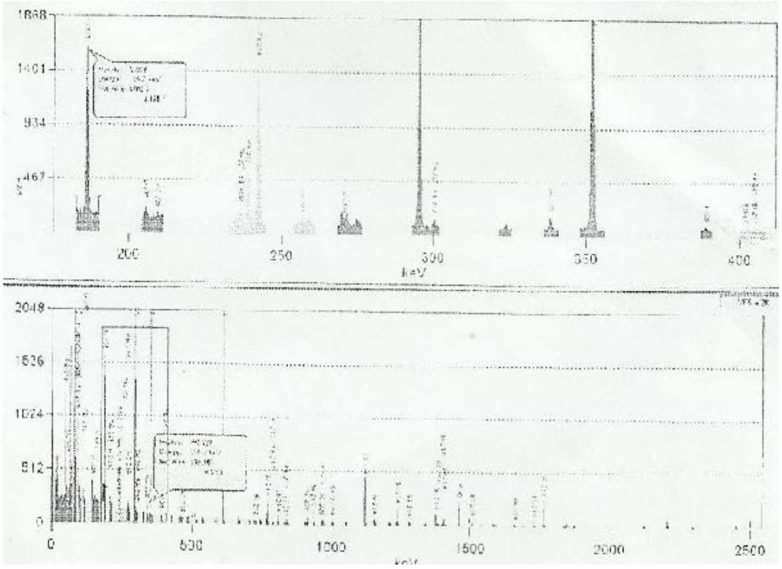
Şəkil-1

Tədqiqatlar nəticəsində məlum olmuşdur ki, Bakı-Suraxanı, Bakı-Ramana marşurutlarında EDG-nin qiyməti daha yüksəkdir və bunu keçmiş Suraxanı və Ramana yod zavodlarının ərazilərindən ğötürülmüş torpaq nümunələrinin HP GaGe dedoktorlu ğamma Spektrometri vasitəsi ilə çəkilmiş enerji spektri çox aydın ğöstərir (şək.2).



Şəkil 2

Qeyd etmək lazımdır ki, tədqiq olunan ərazi torpaqlarında mövcud olan Radionüklidlərin tərkibi,onlarin dərinliyə ğörə paylanması, enerji spektirləri və digər əhəmiyyətli parametrləri yüksək elmi səviyyədə tədqiq olunmuşdur. Şəkil 3-də çoxlu sayda tədbiq sahələri olan bertonit suxurlarının enerji spektri də verilmişdir.



Şəkil 3

NƏTİCƏLƏR

1) Bakıətrafı ərazilərdə tərkibində Radionüklidlər olan neft-qaz tullantıları ilə çirklənmiş torpaqlarda Radioekoloji tədqiqatlar aparilmış,Radionüklidlərin konsentasiyasının yüksək olan lokal ərazilərin (yerlərin) coğrafi koordinatları və EDG-nin nöqtələr sayından asılılığları təyin edilmişdir.

2) EDG-nin nötələr sayının tezlyindən asılılığı çox çirkli olan ərazilərdə eksponensial, az çirkli torpaqlarda isə kiçik meyl bucağzəif olan xətti xarakter daşıyır.

3) Radioekoloji tədqiq olunan ərazi torpaqlarinda mövcud olan Radionüklidlərin tərkibi,konsentrasiyaları,aktivlikləri,enerji spektirləri kimi bir sira əhəmiyətli parametrləri təyin edilmişdir.

4) Alınan nəticələr 3-Beynəlxalq Simpoziumlarda (2-dəfə ABŞ-də, 1-dəfə Fransada) məruzə edilmiş, Beynəlxalq və Respublika mətbuatənda çap olunmuşdur.

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. 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.*

METEOROLOJİ PEYK SİSTEMLƏRİ

V.İ. Sarıyev

Mingəçevir Dövlət Universiteti

V.Sarıyev-1970@mail.ru

Peyklərin orbitləri onlarda cihaz və avadanlıqların imkan və təyinatından asılı olaraq seçilir.
Orbitılər Yerdən olan məsafələri və fırlanma müstəvisinin Yerə nəzərən vəziyyətləri ilə bir-birindən fərqlənir.Orbitlər növlərinə görə,ən çox istifadə olunan geostasionar və polyar növlü olurlar.

Орбиты спутников и отличается в зависмости от назначения приборы и оборудование возможность. Орбиты с Земли на дистанции и вращения спектр наших состояний с чем отличаются друг от друга. Орбиты по видам,наиболее используемых на геостационарную и становится поляр.

Peyk rabitəsi 1945-ci ildə Amerikalı A.Klark tərəfindən təklif edilmişdir.Onun bu təklifi əsa-sında 1957-ci ildə keçmiş SSRİ tərəfindən süni peyk kosmosa buraxılmış,bununla kosmik əsr başlamışdır.

Rabitə peyki ilk dəfə 1 fevral 1958-ci il ABŞ,26 aprel 1962-ci il Böyük Britaniya,29 sentyabr 1962-ci il Kanada,26 noyabr 1965-ci il Fransa,29 noyabr 1967-ci il Avstraliya tərəfindən kos-mosa şıxarılmışdır.

1965-ci ildə keçmiş SSRİ tərəfindən kosmosa “Molniya -1” rabitə peyki buraxılmışdır.

Yüksək buraxıcılığa malik olması,çox uzaq məsafələrə informasiya verilişinin təmin olunması və etibarlı rabitənin təmin olunması peyk rabitəsinin üstün cəhətlərindəndir. PeykinYerdə hündürlüyü 36000 km-ə çatır. Peyk rabitəsindən danışıq,verilənlər və televiziyz siqnallarının verilməsi üçün istifadə edilir. Onların verilməsi üçün müxtəlif veriliş sürətlərindən istifadə olunur.

Məsələn,terminallar arasında veriliş sürətinin qiyməti 2400 bit/san,riyazi proqramların sürəti 50 kbit/san,verilənıərin ötürülmə sürəti 1 Mbit/san-dir. Peyk rabitəsində səhvin yaranma ehti-malının qiyməti 10^{-10} –a bərabərdir. Digər rabitə kanallarına nisbətən peyk rabitə kanallarının effektivliyi və qənaətliliyi (800 km-dən sonra) çox böyük olur. Ona görə də peyk rabitəsi kanalına olan tələbat getdikcə artır.

Peyk rabitəsində kanalların ayrılması tezliyə,zamana,mühitə və koda görə aparılır.Yerüstü stansiyalardan peykə informasiyanın ötürülməsi və onun qəbulu kanalların ayrılması üsullarına əsaslanır.

Peyk rabitəsində müxtəlif diametrli antenalar istifadə olunur ki, onların maksimal diametri 30 m,minimal diametri 1.5 m olur. Peykdə istifadə olunan retranslyatorun sayı $12 \div 48$ arasında dəyişir. Retranslyatorun hər birinin zolaq tezliyi 36 MHs olur. Retranslyatorlar həm də yüksək tezlikli olurlar,onların tezlik zolağı 14/12 HHs, bəzən tezlik zolağ 6/4 HHs təşkil edir.

Yerüstü A stansiyası “Yer-peyk” kanalı vasitəsilə müəyyən tezlikli siqnal verir. Öz növbəsində peyk həmin siqnalı qəbul edərək “Peyk-Yer” kanalı vasitəsilə digər yerüstü B stansiyasına ötürür. Bu kanal üzrə verilən siqnalı qəbul ərazisində hər bir stansiya ala bilər.Siqnalların qəbulu və verilişi transponderlərlə aparılır.

Bu növ rabitədə bir neçə min telefon kanalı yaratmaq,onlarla transponderlər yerləşdirmək mümkündür.Onların hər birinin veriliş sürəti 48 Mbit/san,ümumi buraxıcılığı 0.5 min.bit/san təşkil edir. Belə şəbəkələrdə informasiya verilişi məlumat kommutasiyası üsulu ilə aparıla bilər. Bu üstün cəhətlərə yanaşı peyk şəbəkəsinin çatışmayan cəhətləri də var : hava şəraitinin pisləşməsi ilə əlaqədar təhrifin yaranması,informasiyanın gecikmə vaxtının böyük olması müasir dövrdə Yer üzərində baş verən iqlim dəyişmələrinin tədqiqində aerokosmik üsulların (məsafədən zondlamanın) [1] nəticələri öz aktuallığı ilə böyük əhəmiyyət kəsb edir.

"Yerin məsafədən zondlaması" dedikdə,Yerin müxtəlif təbiətli obyektlərinin əks etdirdiyi və ya şüalandırdığı sahələr haqqında,pilotsuz və ya məsafədən idarə olunan hava gəmilərinin (təyyarə və aerostatların) və ya kosmik platformalarda (kosmik apparatlar,raketlər,kosmik gəmi,peyk və stansiyalarda) quraşdırılmış cihazlar vasitəsilə alınan informasiyanın emalı nəzərdə tutulur.

Aerokosmik zondlama üçün nəzərdə tutulmuş kosmik cihazlar uçuş hündürlüklərinə görə, alçaq,orta hündürlüklü və geostasionar cihazlar bölünür.

Geoinformatikada [2]Yerin obyektləri əsasən 3 tip xarakteristikalara malik olur

1. Məkan xarakteristikası- obyektin əvvəlcədən qəbul olunmuş koordinat sisteminə görə vəziyyəti təyin olunur. Bu xarakteristikanın qarşısında qoyulan əsas tələb obyektin yerləşdiyi məkanı ,o cümlədən Yer səthinin digər obyektlərə nəzərən vəziyyətinin dəqiq təyin olunmasıdır.

2. Zaman xarakteristikası –zamandan asılı olaraq, Yerin səthində olan obyektin xüsusiyyətinin, proses və hadisələrin dəyişməsini xarakterizə edir,bu xarakteristikanın qarşısına qoyulan əsas tələb aktuallıqdır.

3. Tematik xarakteristika **–**obyektin zaman və məkan istisna olmaqla xüsusiyyətlərini təsvir edir, əsas tələbi isə praktik məsələlərin həllində dolğunluğu və kifayətliyidir.

Peyklərin orbitləri onlarda cihaz və avadanlıqların imkan və təyinatından asılı olaraq seçilir. Orbitılər Yerdən olan məsafələri və fırlanma müstəvisinin Yerə nəzərən vəziyyətləri ilə bir-birindən fərqlənir. Orbitlər növlərinə görə,ən çox istifadə olunan geostasionar və polyar növlü olurlar. Geostasionar orbitlərin əsas üstünlüyü alınan informasiyanın zaman görə,yüksək ayırdetməyə və sabit görüş bucağına malik olmasıdır. Bu orbitdə uçan peyk Yerdən o qədər hündürdə yerləşir ki,o yüksək fəza ayırdetməsinə və keyfiyyətli müşahidələrə eyni zamanda zəmanət verə bilmir.Həmin orbitdə 5-6 peyk uçduqda Yerin ekvator oblastına müşahidə olduqca faydalı olmaqla Yerin qütblərini görmürlər.Adətən geostasionar orbitdə meteoroloji və rabitə peykləri uçurlar. Aerokosmik üsullar (Məsafədən zondlama) üçün nəzərdə tutulan peyklərin əksəriyyəti hazırda qütb orbitləri üzrə uçurlar.Bu o deməkdir ki,peyk şimal istiqamətində uçanda Yerin o biri tərəfi üzərindən ,cənub istiqamətində uçduqda isə o biri tərəfi üzərindən keçir. Bu cür peyk orbitinin bir çoxu Günəşə görə sinxronlaşdırılır, yəni peyk seçilmiş ərazi üzərindən eyni vaxtda keçir.Bu hallar bir neçə illər aparılan tədqiqat üçün eyni işıqlanma şəraitini təmin edir. Orbitin şimal doğru gedən hissəsinə qalxan orbit,digər hissəsinə isə düşən orbit deyilir. Polyar orbitlər geostasionar orbitlərə nəzərən Yerə yaxın olur. Polyar orbital daşıyıcılara yerləşdirilən cihazlar məkana görə ayırdetməni daha yaxşı təmin etməklə,aerokosmik üsullar zamanı yüksək keyfiyyətli nəticələr əldə etməyə imkan verir. Aşağıda adları çəkilən cihazların hamısı qütb orbitində uçan peyklərdə yerləşdirilir:

MSS cihazı (LANDSAT peyki),AVHHR cihazı (NOAA peykləri),SMMR və SSMİ mikrodalğalı radiometrlər,SAR cihazı (ERS-2 peyki),METEOSAT,METEOR**.**

Beynəlxalq hava limanlarında istifadə olunan Yerin süni meteoroloji peyklərinə isə:

PS SAT SADİS,İNTEL SAT-Vİ,SADİS Reception,PC WİNSAT. Orbital peyklərdən o cümlədən,nisbətən az yüksəklikdə uçan cihazlar(təyyarə,vertalyot və s.) vasitəsilə qeydə alınmış bu dəyişmələr sahənin təbii obyektlərinin fiziki xassələrinin dəyişmə gostəricisi ola bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. Мишев Д. « Дистанционные исследования Земли » Москва 1985
2. В.С.Тикунова « Геоинформатика » Москва 2005

INFORMATIVENESS OF X-RAY İMAGES OF HUMAN BODY

S. R. MİJOVİC

University of Monteegro, Faculty of Natural Sciences and
Mathematics, Podgorica, Montenegro

slavom@rc.pmf.ac.me

The Physical theories allow us to make predictions: given a complete description of a physical system, we can predict outcome of some measurements. This problem of predicting the result of measurements is called the forward problem. The inverse problem consists of using the actual result of some measurements to conclude the values of parameters that characterize the system. While forward problem has (in deterministic physics) a unique solution, the inverse problem does not. Because of it, in the inverse problem, one needs to make explicit or implicit any available *a priori* information on the model parameters. One also needs to be careful in the representation of the data uncertainties.

Transmission X-ray radiography, which has been used for over 100 years, is based on the partial absorption of X-rays in material, which depends on thickness (x) and the material-dependent absorption length (ª) through D’Alember’s Law,

$$I(x) = I(0)\exp\left(-x/\text{ª}\right) \tag{1}$$

which describes the exponential decrease of beam intensity with thickness [1]. An image in medicine represents the spatial distribution of the patient tissue components within the field of view. Visualization of important details requires separation of the “structures of interest” against the “background” (e.g. in mammography (a special kind of breast radiography), micro-calcifications in the breast glandular tissue) [2]. The quality of the various components of the imaging chain (focal spot, imaging geometry, image receptor, video camera and amplifier, image processing software, image display) has also influence on the image signal, obtained at the viewing station.

Extracting useful information from such image is an inverse problem with a typical property, the so-called ill posedness. The ill-posed problem means that little non-avoidable errors in the measured values can lead to significant changes in the solution [3]. This problem has been understood and methods for overcoming difficulties due to this property have been developed [4]. Computer-supported techniques play an important role in the feature extractions from an image [5, 6].

In this paper, the Wiener filter is applied to images in mammography to get rid off of imperfectness of imaging devices [7, 8]. Matlab software was used for the image processing. Typical results are depicted below.

The blurred, noisy image is depicted in Fig. 1. This is the raw image of the bar-pattern, estimated to be convolved with Gaussian as a model of imperfectness of the image devices (standard deviation 2), and added white noise (zero mean and standard deviation approx. 10% of mean signal). The bar-pattern was used, instead of a real breast, due to better visualization of the results. Namely, restoration process should increase spatial resolution and this case can be seen easily.

Restored images are depicted in Fig2. a), using methodology with scalar estimate of the noise/signal power ratio (NSR). In other words, only the total amounts of power in the noise and in the image is provided and their frequency dependence is not supplied 1, and b) using methodology 2, with frequency dependant estimate of the noise/power ratio.

It is found that in the both restored images, the spatial resolution is improved, although the best result is depicted in 2b) where a frequency dependant estimate of the noise/signal power ratio is done via respective autocorrelation functions.

“Cleaning” the image from the imperfectness of the imaging system (x-ray mammography unit), should be the main preprocessing task before any further enhancement and processing. Carefully estimate of the quality of the imaging devices, i.e., knowing the apparatus function, together with estimation the sort and magnitude of noise in the image would improve spatial resolution significantly. Artefacts created by Wiener filter, as a most objective, would be negligible.

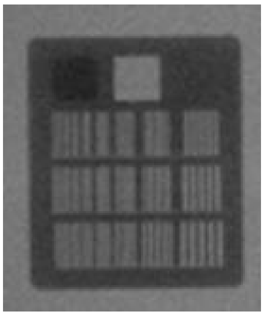


Figure 1. The blurred and noisy image of the bar pattern

a) **b)**

Figure 2. The restored images by using methodology 1 a) and methodology 2 b) Further investigation is needed, for the cases where the apparatus function and noise is overestimated or underestimated. That could be closer to the realistic cases.

REFERENCES

1. Ed by Gordon Fraser, “The New Physics for the twenty-first century,” Cambridge University Press 2006.
2. H. Aichinger, J. Dierker, S. J. Barfuß and M. Säbel, Radiation Exposure and Image Quality in X-Ray Diagnostic Radiology, Springer-Verlag Heilderberg 2004.
3. A. N. Tikhonov and A. V. Goncharski , Ill posed Problems, *(*Moscow, University Press, 1987).
4. M. Bertero and P. Boccacci, Introduction to Inverse Problems in Imaging, IOP Publishing 2008
5. C. Solomon and T. Breckon, Fundamentals of Digital Image Processing, (Wiley-Blackwell 2011), pp.141-165.

6. M. Nixon, A. Aguado, “Feature Exstraction & Image Processing”, Elsevier Ltd. 2008.
7. A. M. Gurevich, Fizicheskie osnovi Radiacionogo kontrola i diagnostiki, (energoatomizdat, Moskva 1989). (in Russian)
8. A. Jannetta, J. C. Jackson, C. J. Kotre, I. P. Birch, K. J. Robson, R. Padgett Phys. Med. Biol. **49,** 21 (2015).

STATE-OF-THE-ART OF NEUTRON ACTIVATION ANALYSIS AT THE REACTOR IBR 2 OF JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH IN DUBNA, RUSSIA

Marina Frontasyeva

Department of Neutron Activation Analysis and Applied Research, Division of Nuclear Physics,

Frank Laboratory of Neutron Physics, Joint Institute for Nuclear Research,

str. Joliot-Curie, 6, Dubna, 141980, Moscow Region, Russian Federation

marina@nf.jinr.ru

The history of the development of neutron activation analysis in the Laboratory of Neutron Physics at Joint Institute for Nuclear Research is briefly outlined. Created under initiative of Academician I.M. Frank in the 1960s a small group now turned into a large international team involved in projects in the framework of programs coordinated and supported by IAEA, the European Union, the Russian Fund for Basic Research, as well as grants of Plenipotentiaries of JINR Member States. Modernization of the pneumatic system, recently equipped with three automatic sample changers, and created NAA database to automate the measurement and processing of gamma spectra of induced radionuclides are described. Experience in the life sciences and materials science is summarized. Examples are given of projects related to the monitoring of atmospheric deposition of heavy metals and radionuclides carried out in the framework of the United Nations Program on Long-Range Transboundary Air Pollution in Europe (UNECE ICP Vegetation), a project to assess the state of the environment in Egypt, based on the analysis of soil and the sediment basin of the river Nile, as well as project on monitoring trace elements in aquatic ecosystem in the Western Cape, South Africa («Mussel Watch Program»), etc. In combination with microscopy, the synthesis of nanoparticles of various metals via biotechnology is studied. Our investigations on applying NAA to solve the problem of industrial wastewater treatment were twice awarded Gold Medals by the European Union, in 2013 and 2015. New areas of research – study of natural medicinal plants and search for cosmic dust in natural planchettes (Arctic and Antarctic mosses, Siberian peat bog cores, etc.) - reflect the public and scientific interest in these topics. Future extensions of the department´s research will be connected with the development of radioecological studies using precision gamma-spectrometry and the creation of a low-background laboratory for carrying out measurements of natural and anthropogenic radioactivity.

Keywords: automation of neutron activation analysis, monitoring of atmospheric deposition of heavy metals and radionuclides, monitoring aquatic ecosystem, bionanotechnology, medicinal plants, cosmic dust, microscopy, radioecology.

РАДИОАКТИВНОСТЬ И ХИМИЧЕСКИЕ АНАЛИЗЫ МИНЕРАЛЬНЫХ И ТЕРМАЛЬНЫХ ВОД ПРИКАСПИЙСКОЙ НИЗМЕННОСТИ

Т.А. Имамова

БГУ, Институт Физических проблем

Статья посвящается гидрогеохимической характеристике подземных минеральных и термальных вод Прикаспийской низменности.

С целью установления этих подземных вод нами изучены более 50 скважин, которые пробурены на термальные воды вэтом регионе Во всех этих скважинах, которые прбурены на структурах Ялама, Худат, Набрань, Хачмас и Дивичинского районов. Были выявлены термальные воды, которые характеризуются разнообразием по ионно-солевому и газовому составу, по степени минерализации, температуре, дебиту, микрокомпонентному составу, условиям формирования и распространения ресурсов, а также содержанием бальнеологических активных компонентов.

Систематизация и обобщения данных анализов подземных минеральных и термальных вод Прикаспийской низменности , т.е.воды междуречья Самур-Атачай по физико-химической характеристике имеет большое научно-практическое значение.

Радиоактивность минеральных и термальных вод давно привлекает внимание бальнеологов, пытающихся установить причину лечебного действия минерализованных термальных вод на организм человека.

Установлено, что повышенной радиоактивностью обладают лишь незначительные количество термальных вод. Кроме того, высокая радиоактивность, как правило, устанавливается в холодных минеральных водах.

Критерии радиоактивности минеральных вод с целью их практического использования в различных странах мира весьма различны.

Изучая радиоактивность вод исследуемого региона, мы пришли к выводу, что необходимо совершенствовать методы анализов и выявления микроэлементов в минеральных и термальных водах региона. Тогда обнаружение в том или ином количестве солей радиоактивных металлов в водах будет более точным, достоверным и детальным.

С целью изучения гидрохимической характеристики подземных термальных вод нами изучены данные более 50 скважины, которые пробурены на термальные воды в этом регионе. Эти скважины пробурены в пределах конкретных тектонических структур (Ялама, Худат, Хачмас, Кусары и др.). Во всех скважинах, которые пробурены на структурах Худат, Ялама, Набрань, Хачмас и Дивичинского районов, были выявлены термальные воды, которые характеризуются разнообразием не только по ионно-солевому и газовому составу, но и по степени минерализации, температуре, дебиту, микрокомпонентному составу, условиям формирования и распространения ресурсов, а также содержанием больнеологических активных компонентов.

С целью установления закономерности формирования химического состава минеральных и термальных вод сбор, систематизация и обобщения данных анализов вод по гидрогеохимической характеристике имело большое научно-практическое значение и все это легло в основу разработки гидрогеохимии вод изучаемого региона.

Ионно - солевой состав минеральных и термальных вод по сравнению с газовым составом лучше всего характеризует химические свойства воды и отражает геологическую историю региона. Формирование солевого состава минеральных и термальных вод происходит в течение длительного геологического времени.

Как известно, к настоящему времени из 87 стабильных химических элементов, известных в земной коре, более 70 обнаружены в подземных водах и нет никаких сомнений в том, что остальные элементы также будут выявлены в будущем по мере усовершенствования аналитических методов.

В основном химическим компонентом подземных минеральных и термальных вод относятся CI, SO_4, НСОз, Na, K, Ca, Mg, которые характеризуют типы вод и присутствуют в самых разнообразных сочетаниях и отношениях. Ниже в таблице (**таб. 1**) приведены результаты химического анализа минеральных и термальных вод междуречья Самур - Атачай.

Таблица 1

Результаты химических анализов междуречья Самур-Атачай

Место **Рождение**	№ скв.	Глубинам	CI	SO_4	HCO_3	Na+K	Ca	Mg
Ялама-Набран	1/80	1205	87	12	-	93	-	-
Ялама-Набран	12		82,6	16,2	0,99	79,4	14,5	6,05
Ялама-Набран	7	1245	57,1	1,3	41,6	93,1	3,4	3,5
Ялама-Набран	10	2461	92,7	6,0	1,3	86,5	4,7	8,8
Ялама	111	1140	85,8	13,1	0,9	88,9	6,0	5,1
Ялама	14	1164	54,1	42,4	3,0	62,7	6,7	3,6
Ялама	5		60,5	20,2	18,5	91,1	6,4	2,5
Ялама-Набран	9	1852	70,6	24,7	4,7	93,0	3,9	3,1
Худат	20	1926	99,5	0,1	0,4	82,4	14,6	3,0
Худат	112	2877	99,7	-	0,3	85,5	12,6	1,9
Худат	113	1594	79,0	18,8	2,2	76,4	18,8	4,8
Худат	116^3	1853	95,7	2,14	1,76	91,3	8,35	0,35
Хачмас	115	1615	77,2	18,6	4,20	85,0	8,7	6,3
Хачмас (Б.Тегчай)	15	3350	36,1	38,0	2,6	91,0	6,2	2,6
Хачмас	1^a	2497	99,0	0,3	1,0	87,0	10,7	2,7
Дивичи	45		54,6	7,8	3,7	96,0	2,4	1,9
Дивичи	54		43,3	1,0	5,7	96,1	0,6	3,0
Гусар	9	1067	-	16	80	85	96	29

Для выявления закономерности распространения минеральных и термальных вод, оценка их бальнеологических свойств, установлении их генезиса большое значение имеют природные газы как свободно выделяющиеся, так и растворенные в минеральных и термальных водах.

В.И. Вернадский [1] по газовому составу выделил 6 основных природных вод: 1. Кислородные; 2. Углекислые; 3.Азотные; 4. Метановые; 5. Сероводородные; 6. Водородные.

В междуречья Самур -Атачай минеральные и термальные воды сопровождаются в основном азотными, метановыми, азотно-метановыми, метано-азотными и сероводородными газами.

Отмечая это в своих трудах А.Г.Аскеров [2] в классификации минеральных и термальных вод Азербайджана, по газовому составу, в основном, привлекает внимание на четыре наиболее распространенные газы (CO_2, HS, CH_4, N_2). А при районировании территории Азербайджана на пять типов (CO_2, HS, CH_4, N_2, Rn) газов.

Минеральные и термальные воды Прикаспийской низменности имеют минерализацию, колеблующуюся от 0,3 (скв.№ 5, 7, 9, 10, 12, 14, 3) до 106,56 г/л (скв.№ 112,20 - Худат).

По степени минерализации минеральные и термальные воды региона собраны нами в 3 группы:

1. воды со слабой и средней минерализацией - до 10 г/л;
2. воды с высокой минерализацией - от 10 до 35 г/л;
3. воды рассольные - более 35 г/л.

К первой группы относятся: минеральные и термальные воды с минерализации до 10 г/л из скв.№№ 5, 7, 9, 10, 12, 14, 3/65, 113, 55, 14.

Вторая группа представлена водами с минерализацией от 10-35г/л выявленные в скв. №№ 1/80, 33, 34, 30, 43, 35, 54, 58, 115, 111, 110, 36, 115.

К третьей группе минеральных и термальных вод отнесены воды - рассольные, с минерализацией более 35 г/л скважин №№112, 115, 20. 6, 116, 10, 7, 111, 43, 34, 1, 2, 4, 10.

Температура минеральных и термальных вод является одним из основных показателей для их бальнеологического применения и использования в курортном деле, а также характеристика ее солевого и газового составов.

А.М. Овчинников [3] и др. по температурным признакам различают минеральные источники:

А. Холодные: 1.весьма холодные (ниже 4°С);
2. холодные (от 4 до 20°).

Б. Термальные: 1.теплые (субтермальные - от 20 до 37°С);
2.. горячие (термальные - от 37 до 42°С);
3. очень горячие (гипотермальные-свыше 42°С);

Одним из важных показателей оценки химического состава и геохимических условий формирования подземных минеральных и термальных вод является их кислотность и щелочность, выражаемая величиной pH.

Величина pH определяет формы нахождения в водах слабых кислот, а также возможность присутствия в них некоторых тяжелых металлов. pH является также важным критерием при оценке вод с целью практического использования в лечебных, промышленных и теплоэнергетических объектах.

Единого общепринятого деления вод по величине pH не существует. Различные авторы предлагают в этом отношении разные градации: обычно выделяют 6-7 групп вод по их кислотности и щелочности от сильно-кислых до сильно-щелочных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вернадский В.И., Труды по биогеохимии и геохимии почв Москва, 1992, с.193.
2. Аскеров А.Г., Факторы и процессы, формирующие химический состав ократерм. В кн: Проблемы теоретической и региональной гидрогеохимии. Изд-во МГУ, 1979, с.109-111
3. Овчинников А.М. Гидрогеохимия, Изд-во "Недра", Москва, 1970, с.200
4. Имамова Т.А. Закономерности размещения минеральных и термальных вод междуречье Самур-Атачай. Диссертационная работа, Баку, 2007, 145 стр.

AZƏRBAYCAN İQTİSADİYATININ DAYANIQLI EKOİNKİŞAF MODELİ

T. Həsənov, M. Babayev

Bakı Dövlət Universiteti

tapdiqhasan@mail.ru, m.babayey@mail.ru

Azərbaycan Respublikası müstəqillik əldə etdiyi ilk gündən başlayaraq ətraf mühitin mühafizəsi problemlərinə diqqəti artırmış və onların həlli istiqamətində məqsədyönlü mərhələli həll proqramı həyata keçirməyə başlamışdır.İşlənib hazırlanmış uğurlu həll strategiyası qısa zaman müddəti ərzində keçmiş İttifağın dağılması ilə bütün MDB dövlətləri üçün xarekterik olan ekoloji böhranın stabilləşməsinə imkan vermiş onun gedişində əhəmiyyətli dönüşü təmin etmiş və iqtisadiyyata ləngidici təsir faktorunu aradan qaldırmışdır.

XXI əsrin başlanğıcında bütün inkişaf etmiş dünya dövlətlərində olduğu kimi, təbii resurs potensialı ılə seçilən Azərbaycan Respublikasında da resurs sərfinin, həmçinin ətraf mühitə təsirin minimum göstəriciləri ilə xarakterizə olunan iqtisadıyyatın dayanıqlı ekoinkişaf modelinin qurulması həyati zəruriyyətdən doqan başlıca vəzifəyə çevrilmişdir. İlk növbədə qarşıda duran vəzifənin yerinə yetirilməsinin zəruri aspektlərinin təhlilinə keçməzdən əvvəl, təqdim olunan məsələnin əsas mahiyyətinin açıqlanması üzərində dayanmaq və onun tarixi xronologiyası haqqında qisa məlumat verilməsi zəruridir.Bu kontekstdə hazırda əksər tədqiqatçılar tərəfindən tez-tez təkrarlanan məlum tezis: “XX əsrin ən böyük itkisi-ekologiya və bəşəriyyətin öz gələcək varlığını real təhlükə qarşısında qoymasıdır” –diqqəti cəlb edir. Bütün bəşəriyyət üçüncü minilliyin başlanğıcında real təhlükəyə qarşı mübarizə tədbiri kimi ekoloji cəhətdən dayanıqlı sosial-iqtisadi inkişaf yolunu əsas istiqamət kimi qəbul etmək zəruriyyəti ilə üzləşmişdir. Nəticələrin aradan qaldırılması ilə yanaşı, artıq daha çox səbəblər üzərində düşünmək zəruriyyəti meydana gəlmişdir.Təbiət iqtisadiyyatın deyil, iqtisadiyyat təbiətin tərkib hissəsidir tendensiyası özünün qabarıqlığı ilə bəşəriyyəti real faktları qəbul etməyi və ona meyilliliyın zəruri vektoru istiqamətində hərəkət etməyi məcbur etmişdir.

Azərbaycan respublikasında, “Ekoloji Cəhətdən Dayanıqlı Sosial-İqtisadi İnkişafa dair” Milli Proqramın həyata keçirilməsinə, faktlara istinad edərək 2003-cü ildən başlandığını əminliklə qeyd etmək olar.Bu Proqramda ekoloji cəhətdən dayanıqlı sosial-iqtisadi inkişafı təmin etmək məqsədi ilə birinci mərhələdə 2003-2010-cu illəri əhatə edən 7 illik dövr ərzində həyata keçirilməsi planlaşdırılan 93 tədbir daxil edilmişdir ki, bunlar da ümumilikdə 5 əsas sahə: ətraf mühitin mühafizəsi və təbii ehtiyatlardan səmərəli istifadə (34 tədbir), qlobal ekoloji problemlər (14 tədbir), sənaye kompleksi (26 tədbir), kənd təsərrüfatı və turizm (9 tədbir), elm -təhsil – mədəniyyət (10 tədbir) üzrə –qruplaşdırılmışdır. Artıq “Ekoloji Cəhətdən Dayanıqlı Sosial-İqtisadi İnkişaf“a dair Milli Proqramda birinci mərhələ üçün nəzərdə tutulmuş tədbirlərin də yerinə yetirilməsinin hesabat ili başa çatmaq üzrədir.Ümumilikdə, respublikada “Azərbaycan Respublikası Regionlarının 2009-2013-cü illərdə Sosial-İqtisadi İnkişafı Dövlət Proqramı”nda həyata keçirilməsi planlaşdırılan tədbirlər nəzərə alınmamaqla, təkcə 2 əsas Proqramla (“Azərbaycan Respublikasında Ekoloji Cəhətdən Dayanıqlı Sosial-İqtisadi İnkişafa dair” Milli Proqram, “Azərbaycan Respublikasında Ekoloji Vəziyyətin Yaxşılaşdırılmasına dair 2006-2010-cu illər üçün Kompleks Tədbirlər Planı”) 2003- 2010-cu illər ərzində dayanıqlı ınkişafın əsas inkişaf vektorunu təmin edə biləcək bazanın yaradılması üçün nəzərdə tutulmuş 158 ekoloji tədbirin başa çatdırılması yekunlaşdırılma ərəfəsindədir.

Keçən müddət ərzində Azərbaycan Respublikasının təbii mühitində nəzərdə tutulmuş proqram tədbirlərinin həyata keçirilməsi fonunda baş verən keyfiyyət dəyişikliklərinə nəzər salsaq görərik ki, təbii mühitin sağlamlaşdırılması istiqamətində bir sıra əhəmiyyətli müsbət irəliləyişlər artıq hiss olunmaqdadır. Bunu mövcud statistik hesabatlar və müvafiq nazirliklərin məlumatları da sübut edir. Belə ki, 1990-cı illərdə ekoloji baxımdan gərginliyi ilə seçilən 50 arealın ümumi sahəsi respublika ərazisinin 25%-ni təşkil edirdisə də və bu ərazilərdə ümumi əhalinin 40%-i yaşayırdısa, eyni zamanda 64 heyvan, 37 bitki növü nəsli kəsilməkdə olan kateqoriyaya aid edilirdisə, hazırda ərazinin zəngin bioloji müxtəlifliyinin qorunub mühafizə olunmasına imkan verən xüsusi mühafizə olunan təbiət ərazilərinin ümumi sahəsi 2003-cü ildəki 478 min ha-dan 2009-cu ildə 890min ha çatmış və ya 1,9 dəfə artaraq respublika ərazisinin 10,3%-ni əhatə edə bilmişdir.Bu müddət ərzində respublika ərazisində Milli Parkların ümumi sayı 8, Dövlət Təbiət Qoruqları 11, Dövlət Təbiət Yasaqlıqlarının sayı isə 24-ə çatdırılmışdır.Hazırda təkcə Milli Parkların ümumi sahəsi respublika ərazisinin 3,6 %-ni özündə birləşdirir, hansı ki, 1990-cı illərdə respublika ərazisində Milli Park statusuna malik ərazi yox idi.Qeyd olunmalıdır ki, bu istiqamətdə yeni layihələrin həyata keçirilməsi planlaşdırılır və yaxın 2015-2020-ci illərdə xüsusi mühafizə olunan təbiət ərazilərinin ümumi sahəsi respublika ərazisinin 15,0 %-dən çoxunu öz nəzarət şəbəkəsi daxilində birləşdirə biləcəkdir.

Keyfiyyət dəyişiklikləri adam başına düşən ən aşağı təminat qöstəricisi ilə seçilən torpaq və su ehtiyatlarının mühafizəsi sahəsində də müşahidə olunur. Proqramların icrasına başlanmazdan əvvəl respublika ərazisinin ümumilikdə 40,0%-i müxtəlif dərəcədə erroziyaya , 1,2 mln ha sahəsi şoranlaşmaya, xəzərsahili akvatoriyanın 26,6% çirklənməyə, 24 min ha sahə texnogen pozulmaya məruz qalmış,657 min ha sahədə meliorativ tədbirlərin aparılmasına ehtiyac yaranmış, adambaşına düşən əkin sahəsi 1970-ci ildəki 0,23 ha-dan 2009-cu ildə 0,15 ha düşmuşsə, təkcə 2006-2010-cu illər ərzində 3,0 min ha neftlə çirklənmiş, lay sulları altında qalmış sahənin landşaft-arxitektura planına uyğun rekultivasiyasının başa çatdırılacağı , 86 km xəzərsahili akvatoriyanın çirkab axınlarının zərərli təsirindən azad edilməsi, həmin ərazilərdən sutka ərzində Xəzər dənizinə daxil olan 6,1min kub metrdən çox mürrəkəb inqridient tərkibli çirkab axıntı sularının qarşısının alınması, xəzəryanı dövlətlər içərisində ilk dəfə olaraq Xəzər dənizinin ekoloji mühitinin mühafizəsi sisteminin yaradılması, Kür çayı zolağı boyunca yerləşən və daima standartlara cavab verməyən sulardan istifadə məcburiyyətində qalan 224 min nəfər əhalinin Ümumdünya Səhiyyə Təşkilatının standartlarına cavab verən içməli su təchizatı və yaxın dövr ərzində onların sayının 394 min nəfərə çatdırılacağı, eyni zamanda mərkəzləşdirilmiş su təchizatı şəbəkəsinin respublikanın 30 rayonunun 218 kənd yaşayış məntəqəsini özündə birləşdirə bilməsi ekoloji durum sahəsində tarixi naliyyət kimi qiymətləndirilməlidir.

Dövlətin güclü ekoloji qanunvericilik, proqram və maliyyə dəstəyinə baxmayaraq hazırkı dövrə qədərdayanıqlı inkişaf sahəsində həyata keçirilən bütün işlər, 2013-cü ildə ÜDM 85%-dən çoxunun, məşğul əhalinin isə 70%-ni özündə birləşdirən (Azərbaycan Respublikasında hazırda sənaye istehsalının 91%, kənd təsərrüfatı istehsalının 99,8%, tikintinin 67%, nəqliyyat xidmətinin 78%-i özəl bölmənin payına düşür) özəl bölmənin texnogen iqtisadiyyatının təsiri altınından və onun bazası əsasında həyata keçirilməsindən azad ola bilməmişdir.

Aparılan təhlillər göstərir ki, Azərbaycanda ÜDM məhsulun 1000$ üçün Rusiyaya nisbətdə su mənbəələrindən 6,5, Qazaxstana 1,6, Böyük Britaniya 57,2, Fransaya 15,9, Almaniya 20,4, Yaponiya 12,4, ABŞ 7,4, Kanadaya nisbətdə isə 7,0 dəfə çox su götürülür, nəticə ehtibarı ılə su mənbəələrinə atılan çirkli suyun miqdarı da qanunauyğun olaraq artır və respublika bərpa olunan su ehtiyatının 35%-dən çoxunun istehsala cəlb etmək məcburiyyəti ilə üzləşir.

Ətraf mühitə zərər vuran nəticələrin aradan qaldırılması ilə yanaşı, artıq daha çox səbəblər üzərində düşünmək və yeni ekoinkişaf piramida modelinin qurulması zəruriyyəti yaranmışdır.Bu tipli ekoinkişaf piramidası üçün Respublika Prezidentinin bilavasitə rəhbərliyi ilə baza imkanları: fəal dövlət dəstəyi, dövlət maliyyə yardımı, hüquqi tənzimləməni təmin edən ekoloji qanunvericilik aktları və ətraf mühitə zərər vuran çoxəsirlik nəticələrin aradan qaldırılması ilə əlaqədar son illərdə həyata keçirilən işlər;-artıq formalaşdırılmışdır. Azərbaycan Respublikası Prezidentinin bilavasitə rəhbərliyi ilə həyata keçirilən işlər əhali sağlamlığına əlverişsiz ətraf mühit təsirinin aradan qaldırılmasına və ekoinkişafın yeni modelinin qurulmasının böyük zaman perspektivinə hesablanmış fəaliyyət kimi qiymətləndirilməlidir. Bu fəaliyyət isə ətraf mühitin mühafizəsi sahəsində bütün səyləri birləşdirməyi tələb etməklə yanaşı, ekoinkişafın zəruriyyətdən doğanhəlledici inkişaf yolu olduğunu birdəfəlik başlıca fəaliyyət məqsədi kimi qəbul etməyi tələb edir.

ƏDƏBİYYAT

1. Quliyev T. Təbiətdən istifadənin və ətraf mühitin mühafizəsinin iqtisadiyyatı. Bakı,”Elm”, 2008,450 səifə.
2. Sadıqov A., Xəlilov İ. Ekologiya və ətraf mühitin mühafizəsi. Bakı, 2009
3. Azərbaycanın statistik göstəriciləri. Bakı. DSK. 2009-2013.
4. Həsənov T.G. İqtisadi coğrafi rayonlaşdırma. Bakı: “Bakı Universiteti” nəşriyyatı, 2012, 245 s

AZƏRBAYCANIN ALTERNATİV ENERJİ POTENSİALINDAN İSTİFADƏ İMKANLARININ QİYMƏTLƏNDİRİLMƏSİ

A.M. Məhərrəmov, R.Ş. Şəfaqətov

amilmaharramov@gmail.com, rustemshefagatov@gmail.com

Açar sözlər: *alternativ enerji, energetika, bərpaolunan enerji*

Dinamik inkişafda olan dünya birliyi ölkələrinin qarşısında duran ən mühim məsələlərdən biri kimi əhalinin və sənayenin artan enerji təminatının ödənilməsi üçün Azərbaycan Respublikasının coğrafi mövqeyi, təbii şəraitinin xüsusiyyətləri və mövcud sosial-iqtisadi resursları ölkəmizin alternativ və bərpa olunan enerji mənbələrinin mənimsənilməsinə geniş şərait yaradır. Mümkün potensial imkanların düzgün qiymətləndirilməsi və onlardan səmərəli istifadə yollarının axtarılıb tapılması və bu zaman çoxvariantlı həllərdən optimalının seçilməsi, habelə real həyatda maksimal effektivliklə tətbiqi davamlı inkişafın vacib şaxəsi olan bu sfera üzrə uzunmüddətli nəticələr əldə etməyə imkan verə bilər. Xüsusilə, müxtəlif alternativ enerji mənbələrinin hibrid halında birgə istifadəsi imkanlarının araşdırılması bölgələrdə mürəkkəb əlçatanlığı olan ərazilərin davamlı olaraq enerji ilə təmin edilməsi üçün mühim əhəmiyyət kəsb edir [3, s. 18]. Digər tərəfdən adətən avtonom rejimdə çalışan belə qurğuların müxtəlif iqlim şəraitinə uyğunlaşdırılmış olması texniki baxımdan kəsintisiz enerji əldə edilməsi deməkdir. Bundan əlavə, optimal birgə istismarı əsaslandırılmış olan alternativ enerji mənbələri üzrə ixtisaslaşdırılmış enerji parklarının yaradılması ölkə üzrə ümumi enerji istehsalında bərpa olunan enerji resurslarından əldə edilmiş enerji miqdarını kəmiyyətcə artırmaqla yanaşı alternativ enerji mənbələrindən alınan enerji üzrə qiymətlərin də maya dəyərinin enməsinə səbəb ola bilər. Bu isə alternativ enerjinin sənaye formasında istehsalına böyük zəmin yaradır və potensial investorların bu sahəyə cəlb edilməsi üçün iqtisadi mühitin formalaşdırılması mexanizminin tərkib hissəsi kimi çıxış edə bilir. Ölkəmizdə alternativ və bərpa olunan enerji mənbələri üzrə qurğu və avadanlıqların idxalının gömrük rüsumundan azad edilmiş olması da yaxın beşillikdə sahibkarlıq fəaliyyəti subyektlərinin kapital yatırımlarının artıracağının proqnozlaşdırılmasına imkan verir. Bütün bunlar dövlətin bu sferaya olan diqqətinin göstəricisidir və bu cür stimullaşdırıcı tədbirlərin davam etdirilməsi zaman baxımından çox əhəmiyyətlidir. Lakin, vahid enerji paylama və satışı sisteminə malik olan ölkəmizdə alternativ enerji istehsalı hələ də çox aşağı səviyyədədir və ümumi şəbəkəyə ötürülməklə alternativ enerji istehsalına sahibkarlar həvəssiz yanaşır, əksər hallarda biznes məhsulu olaraq avtonom sistemlərə üstünlük verirlər. Buna görə də bərpa olunan enerji resurslarının mənimsənilməsini vacib dövlət siyasəti kimi qarşıya qoymuş Azərbaycan hökumətinin bu sahədə investisiya mühitinin yaxşılaşdırılması üçün islahatları davam etdirərək dərinləşdirməsi və psixoloji faktorlar da nəzərə alınmaqla alternativ enerji vasitələrinin və ümumilikdə yaşıl texnologiyaların insanların gündəlik həyatına daxil olub adi hal alması üçün aparılmaqda olan dövlət siyasətini təkmilləşdirməsi qarşıda duran ən zəruri vəzifələrdən biri olaraq ortaya çıxır. Bu sahədə imkanlar və resurslar boldur, texnoloji yeniliklərin tətbiqi üçün innovativ sahələr genişdir və görülməli olan işlər çox, keçilməli olan yol böyükdür. Mövcud alternativ və bərpa olunan enerji resurslarının düzgün qiymətləndirilməsi bu işdə uğurlu başlanğıc ola bilər.

Külək enerjisi digər alternativ enerji mənbələri olan günəş, hidroenergetika, geotermal və biokütlə enerjisindən özünün maya dəyərinə, ekoloji təmizliyinə və tükənməzliyinə görə ən sərfəlisidir. Hesablamalar göstərir ki, Azərbaycan Respublikası özünün coğrafi vəziyyətinə, təbii şəraitinə və iqtisadi infrastrukturuna görə 800 MVt-a yaxın illik külək enerji ehtiyatına malikdir. Bu ehtiyat ildə təxmini hesablamalara görə 2,4 milyard kVt/saat elektrik enerjisi deməkdir. Bu isə, öz növbəsində, ildə 1 milyon tona yaxın şərti yanacağa qənaət, ən əsası isə ildə küllü miqdarda tullantıların, o cümlədən azondağıdıcı olan karbon dioksidin atmosferə atılmasının qarşısının alınması deməkdir [1, s. 4]. Xəzərin Azərbaycan sektorunun sahilyanı bölgələrinin də külək potensialını bura əlavə etsək külək enerjisinin ölkəmizə nə qədər böyük fayda verə biləcəyini təsəvvür etmək çətin deyil.

Azərbaycanın təbii iqlim şəraiti günəş enerjisindən də istifadə etməklə elektrik və istilik enerjisinin istehsalını artırmağa geniş imkanlar açır. Belə ki, günəşli saatların miqdarı il ərzində ABŞ-da və Orta Asiya ölkələrində 2500- 3000 saat, Rusiyada 500-2000 saat, Azərbaycanda isə 2400—3200 saatdır. Bir il ərzində 1m^2 yer səthinə düşən günəş enerjisinin miqdarı ABŞ-da 1500-2000 kVts, Rusiyada 800-1600 kVts, Fransada 1200-1400 kVts, Çində 1800-2000 kVts və Azərbaycanda 1500-2000 kVts təşkil edir [1, s. 4]. Sənayenin mövcud quruluşu da bu sahədə çox əlverişli mövqedə yerləşdirilmişdir. Belə ki, günəş batareyaları üçün foto-elementlər istehsal edən Sumqayıt Texnologiyalar Parkı coğrafi mövqeyinə görə Qaradağ, Ələt, Xızı kimi böyük günəş enerjisi potensialına malik ərazilərə yaxın yerləşmişdir. Paytaxt Bakını enerji ilə təmin edən yüksək gərginlikli əsas magistral elektrik xəttləri də bu əraziyə yaxındır və qoşulma üçün bütün imkanlar vardır.

Azərbaycan Respublikasının ərazisi termal sularla zəngindir. Bunlar Böyük və Kiçik Qafqaz dağları, Abşeron yarımadası, Talış dağ-yamac zonası, Kür çökəkliyi və Xəzəryanı-Quba ərazisi kimi geniş sahələri əhatə edir [1, s. 6]. Göstərilən ərazilərdə olan termal suları istifadəyə cəlb etməklə məişətdə və digər sahələrdə istilik enerjisinə olan ehtiyacın bir hissəsini ödəmək mümkündür. Hazırda Gəncə şəhərinin şimal qərbində həyata keçirilən eksperimental layihənin tərkib hissəsi olaraq xüsusi qurğular vasitəsi ilə termal mənbədən alınan enerjinin potensialının aşkarlanması imkanları sınaqdan keçirilir. Aşağıdakı cədvəldə Azərbaycan Respublikası üzrə termal suların proqnozlaşdırılan ehtiyatları verilmişdir.

Hidrogeoloji bölgələr	Suyun Hərarəti (^0C)	Proqnozlaşdırılan ehtiyatlar m^3/sutka
Böyük Qafqazın dağ-yamac zonaları	35,50	2000
Qusar dağətəyi ovalıqları	30-67 39-97	21654
Abşeron yarımadası	20-90	20000
Kiçik Qafqazın dağ-yamac zonaları (mineral bulaqlar)	30-74	4171
Naxçıvan MR	40-53	3000
Talış dağ-yamac zonası	31-43	14405
Lənkəran ovalığı	44-64 42-50	7908
Kür çökəkliyi	22-71 2695	172466
Respublika üzrə cəmi:		245604

Mənbə: Alternativ enerji mənbələrindən istifadə olunması üzrə milli proqram, s.12

Azərbaycan Respublikasının ümumi enerji sistemində su elektrik stansiyalarının istehsal gücünün xüsusi çəkisi hazırda təxminən 18 faiz təşkil edir. Ölkədə indiyə qədər istifadə edilməmiş hidroenergetika ehtiyatlarının mənimsənilməsi üçün geniş imkanlar vardır. Bu istiqamətdə aparılmış tədqiqat işləri nəticəsində Azərbaycan Respublikasındakı çayların tam hidroenerji potensialının 40 mlrd. kVt.s, texniki cəhətdən əlverişli potensialın isə 16 mlrd. kVt.s olduğu müəyyən edilmişdir ki, bunun da 5 mlrd kVt.s kiçik su elektrik stansiyalarının payına düşür. Su elektrik stansiyalarının tikintisi -sel sularının tənzimlənməsi, ekoloji cəhətdən təmiz elektrik enerjisi istehsalı və yeni suvarma sistemlərinin yaradılması kimi dövlət əhəmiyyətli məsələlərin həllində mühüm rol oynayır. Ölkədə həmçinin vahid enerji sisteminin elektrik xətlərindən və yarımstansiyalarından uzaqda yerləşən obyektlərin, yaşayış məntəqələrinin elektrik enerjisi ilə təchizində mikro SES-lərdən də istifadə olunması elektrik enerjisi problemləri ilə yanaşı, digər sosial məsələlərin də həllinə imkan yarada bilər.

Ölkəmizdə biokütlə enerjisinin istehsalı da böyük perspektivlər vəd edir. Aparılmış tədqiqatlar göstərir ki, Azərbaycanda iqtisadiyyatın bütün sahələrində istehsal tullantılarının tərkibinin çox hissəsini biokütlə maddələri təşkil edir. Həmin biokütlə maddələrindən elektrik enerjisinin istehsalında istifadə olunan bioqaz, biomaye və bərk biokütlənin alınması mümkündür. Belə ki, Azərbaycan Respublikasında hər il tullantıların zərərsizləşdirilməsi poliqonlarına 2,0 milyon tondan çox bərk məişət və istehsalat tullantıları atılır. 2012-ci ildə istifadəyə verilmiş Bakı bərk məişət tullantılarının yandırılması zavodunun illik emal gücü 500 min ton məişət tullantısı və 10 min ton tibbi tullantı təşkil edir. Zavod iki xəttdən və elektrik enerjisi istehsal edən turbindən ibarətdir. Tullantıların yandırılması prossesi nəticəsində alternativ enerji kimi əldə edilən elektrik enerjisinin miqdarı ildə 235,5 milyon kilovatt/saatdır. Zavodun fəaliyyəti nəticəsində illik 60 milyon kub metrdən artıq təbii qaz həcmində enerjiyə qənaət edilir. Əldə edilən elektrik enerjisi 100 min evin enerji ilə təmin olunmasına imkan yaradır. Əlbəttə ki, məişət tullantılarının bu cür emalının bütün ölkə ərazisində, xüsusilə, Gəncə, Sumqayıt və Mingəçevir kimi şəhərlərdə də təşkili təkcə elektrik və istilik istehsalı üçün deyil, həm də ekoloji təmizliyin təmin edilməsi üçün də böyük faydalar verə bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. Azərbaycan Respublikasında alternativ və bərpa olunan enerji mənbələrindən istifadə olunması üzrə Dövlət Proqramı
2. Alternativ enerji mənbələrindən istifadə olunması üzrə milli proqram
3. AMEA Xəbərlər. Elm və İnnovasiya jurnalı 2010 N3

AZƏRBAYCANDA EKOLOJİ VƏZİYYƏT VƏ EKOLOJİ SİYASƏTİN REALLAŞDIRILMASININ ƏSAS İSTİQAMƏTLƏRİ

Nilufər Muradova

Bakı Dövlət Universiteti, İqtisadiyyat və idarəetmə kafedrası

Hər bir tarixi dövr özünün müəyyən xüsusiyyətləri ilə fərqlənir.Müasir dövrümüzü də elmin, informasiya texnologiyalarının, texnikanın inkişafı baxımından fərqləndirə bilərik. Bir zamanlar elm sahələrinin bir birindən ayrilması müşahidə olunursa da, əsrin əvvəllərindən artiq elm sahələrinin bir birinə inteqrasiyası prosesi özünü göstərir. Bu prosesin son mərhələsi qloballaşmaya gətirib çıxardır, dolayısıyla qlobal problemlərin birlikdə həll olunmasını zəruri edir.

Qloballaşmanı zəruri edən bir çox faktorlar mövcuddur. Bunlara informasiya texnoloqiyalarının inkişafı, istehsal olunmuş məhsulları realizə etmək üçün bazarların axtarışı, ekoloji problemlər və s aiddir.

Son illərdə qlobal ekoloji böhranın bilavasitə insanlara təsir etməyə başlaması ilə əlaqədar olaraq təbiətin iqtisadiyyatının dərk olunması, təbiət ilə insan fəaliyyətinin və yaşayışının qarşılıqlı münasibətlərinin dərindən təhlil olunması, müasir dövrün ən vacib problemlərindən biridir. Başlanğıc nöqtəsi bir ölkə olmasına baxmayaraq, ətraf ölkələrə də tez bir zamanda yayılması,bu böhranın baş verməsində heç bir günahi olmayan insanlara da zərər verməsi, problemin qloballığından, eyni zamanda problemin həllinin də ancaq birgə səylə tapıla bilinəcəyindən xəbər verir.

Ümumiyyətlə insanın bütün həyat fəaliyyəti onun mənafeyi, istəkləri, şəxsi tələbatları ilə sıx bağlıdır. Məhz bu səbəbdən də, insanın təbiətlə əlaqələrinə sıx nəzarət həyata keçirilməli, onu şəxsi mənafeyi ugruna talan edilməsinə icazə verilməməlidir.Sadaladıqlarımız yalnız eko-insan münasibətlərinə dövlət nəzarəti ilə mümkün ola bilər. Bu münasibətlərdə nəzarətin qoyulması sosial və mədəni vəzifələr hesab olunmalıdır. Hele Engels qeyd edirdi ki, “ Təbiət üzərindəki qələbələrimizlə çox da öyünməməliyik. Hər bir qələbə üçün təbiət bizdən intiqam alır.Bu qələbələrdən hər biri, dogrudur, bizim gözlədiyimiz nəticələri verir. Lakin ikinci və üçüncü növbədə çox zaman birinci nəticələrinin əhəmiyyətini puça çıxaran lap başqa gözlənilməz nəticələr verir[1, s.339].

Sənayənin inkişafı və texniki tərəqqi insan və ətraf mühit münasibətlərinə yeni, belə demək mümkünsə ziyanlı ənənə gətirib.Atmosferin kütləvi şəkildə çirkləndirilməsinin təməli sənayenin inkişafı ilə qoyuldu. Nəticədə atmosferə külli miqdarda zərərli qazlar, o cümlədən kükürd, karbon, azot 4 oksid və ozon dağıdıcı karbon 2 oksiddən ibarət zəhərli birləşmələr buraxıldı.Zamanla atmosferə buraxılan zərərli qazlar ekologiyanın pisləşməsinə və yer kürəsində həyatın təhlükə altına gətirib çıxarmasına səbəb oldu. Dünya üzrə hər il sənaye müəssisələri tərəfindən atmosferə təxminən 1 250 milyon ton karbon 2 oksid buraxılır. Karbon 2 oksidin atmosferdə istilik effektinin yaranmasına və prosesin davamı olaraq yer planetində temperaturun yüksəlməsinə səbəb olur. Temperaturun artması prosesi irimiqyaslı daşqınların baş verməsinə səbəb olur ki, bunun nəticəsində dünya əhalisin büyük bir hissəsi əziyyət çəkir. Alimlərin ilkin hesablamalarına görə, qlobal istiləşmə davam edəcəyi təqdirdə, yer kürəsinin yarısı su altında qalacaq [2, s.3].

Ekoloji təhlükəyə səbəb olan bir neçə amillər mövcuddur ki, onlar aşağıdakılardır.

1. Atmosferə istilik effekti yaradan zəhərli qazların buraxılması.
2. Ətraf mühitin neft və neft məhsulları ilə çirkləndirilməsi.
3. Kimyəvi və radioaktiv tullantıların okeanlara və dənizlərə axıdılması(DAMPİNG)
4. Ozon qatının dağılması.
5. Meşələrin sürətlə qırılması, səhralaşma problemi, torpaq sürüşmələrinin artması.
6. Turşu yağışlarının yağması [3, s.13].

Yuxarda sadaladığımız bütün problemlər onu göstərir ki, ekoloji problemlərlə mübarizə vacibdir.Elə bu səbəbdən də, keçən əsrin 70-ci illərindən etibarən bu haqqda yazilmağa və müzakirə edilməya başlandı. Ətraf mühitin problemlərinə həsr olunmuş ilk beynəlxalq konfrans 1972-ci ildə Stokholmda keçirildi.

Ekoloji problemlərin dərinləşməsi , problemin həllinə kəskin ehtiyac yaranması ucbatından, bir müddət sonra BMT-nin Rio-de-Janeyro konfransı keçirildi.

Kopenhagen şəhərində keçirilən son iqlim toplantısında da havaya buraxılan zəhərli qazların azaldılması müzakirə edilib. Bu sahədə bəzi sənayesi inkişaf etmiş və atmosferə daha çox zərərli qazlar buraxan ölkələrin daha çox öhdəlik götürmələri müzakirə olunub. Havaya daha çox zərərli qazlar buraxan ABŞ, Çin, Avropa birliyi, Yaponya 2020 ci ilə qədər zərərli qazların azaldılması üzrə öhdəlik götürublər. Çünki ABŞ da dünya əhalisinin yalnız 4%-i yaşamasına baxmayaraq, dünya üzrə havaya buraxilan bütün zəhərli qazların 25%-i ABŞın payına düşür. Eynı misalı Almanyaya da aid edə bilərik.Almanya federativ Respublikasının əhalisi dünya əhalisinın yalnız 1%-ni təşkil etməsinə baxmayaraq, dünya üzrə havaya buraxılan zərərli qazların 4%-i bu ölkəyə aiddir [4, s.24]

Dünyada görülən bütün tədbirlərlə yanaşı, Azərbaycan Respublikasında da ekoloji problemlər və onların həlli məsələləri diqqət mərkəzindədir.Bu da təbii bir haldır.Keçən əsrin əvvəllərindən başlayaraq, Abşeron yarımadasında neft çıxarilması ilə əlaqədar olaraq ekoloji tarazlıq pozulmuş və yüzlərlə hektar torpaq çirklənməyə məruz qalmışdır. Ümumiyyətlə, Azərbaycan Respublikası Sovetlər Birliyinin tərkibindən ayrilaraq müstəqilliyini bərpa etdikdən sonra beynəlxalq təsərrüfat əlaqələrinin qırılması ucbatından böyük iqtisadi və siyası çətinliklərlə rastlaşmışdır. Hələ SSRİ-nin tərkibində olarkən böyük potensialı olan Azərbaycan, müstəqillik bərpa olunduqdan sonrakı 5 il (1991-1996) ərzində ciddi böhran yaşamışdır. 1996-cı ildən etibarən hər il 10 faizlik artım müşahidə olunmuşdur. Son 20 ildə istehsal olunmuş 283,6 milyard manatlıq sənaye məhsulunun 61.7%-i mədənçıxarma,29,3%-i emal sənayesi, 7.5%-i elektrik enerjisi, qaz, buxar istehsalı,qalan hissəsi isə su təhcizatı,tullantıların təmizlənməsi və emali müəssisələrinin payına düşmüşdür. Respublikanın müxtəlif regionlarında yerləşən bu istehsal sahələrinin hər biri ətraf mühitə özünəməxsus tullantıar ataraq ölkənin ekoloji durumunu xeyli korlamışdır [5, s.3].

Sumqayıtda 1949-cu ildə inşa edilən kimya zavodları, 90-cı illərin əvvəllərinə qədər hər il atmosferə 120 min ton zəhərli maddə buraxırdı ki, bu da Sumqayıt və ətrafı ərazilərdə mövcud ekoloji durumun pisləşməsinə gətirib çıxartmışdı.Sovet dövründə inşa edilən kimya zavodlarına müəyyən yenidənqurma işləri aparılmasına baxmayaraq, burada hər il atmosferə yenə də 96,5 min ton zəhərli qaz buraxılmaqdadır.Atmosfer havasına atılan tullantıların həcminə və xüsusi çəkisinə görə Bakı, Sumqayıt, Əli-Bayramlı, Gəncə və Mingəçevir şəhərləri öndə gedirlər.Bu şəhərlərin hava hövzəsini çirkləndirən əsas sənaye müəssisələri, neftayırma, neft-kimya, kimya, energetika, metallurgiya,tikinti materialları sənayesi sahələri və avtomobil nəqliyyatı hesab olunurlar. Belə senəye sahələri təkcə atmosferi çirkləndirməklə qalmır, həmçinin, bütövlükdə şəhərlərin ətraf mühitinin çirkləndirilməsinin başlıca mənbəyi hesab olunurlar. Respublikanın atmosfer havasına atılan tullantıların 79.0% Bakı şəhərinin,4.7%-i Mingəçevirin,4.6%-i Əli-Bayramlının,3.5%-i Sumqayıtın, 1.5%-i Gəncənin payına düşür. Bununla bərabər, Abşeron yarımadasında neft çıxarılan ərazilərdə neft məhsullarının illərlə çöküb qalması nəticəsində radiasiya fonu da yüksəkdir. Təkcə Abşeron yarımadasında 3200 hektardan çox ərazi neftlə çirklənmişdir. Bununla bərabər Abşeron və ətrafı ərazilərdə ətraf mühitin məişət tullantıları ilə çirklənməsinin qarşısını almaq üçün və mövcud vəziyyəti yüngülləşdirmək üçün Azərbaycan Respublikasının Prezidenti İlham Əliyev 6 avqust 2008ci ildə “Bakı şəhərində məişət tullantıları ilə bağlı idarəetmənin təkmilləşdirilməsi haqqında” Sərəncam imzaladı. Bu sərəncama istinadən “Təmiz şəhər” Səhmdar Cəmiyyəti yaradıldı. Balaxanı poliqonunda bərk məişət tullantıları zavodunun inşasına başlanıldı və 2012-ci ildə istifadəyə verildi.

Aparılan araşdırmalar onu göstərir ki, Ətraf mühitin mühafizəsi sahəsində Azərbaycan Respublikası düzgün siyasət yeritməklə MDB ölkələri içərisində seçilir. Ekoloji təhlükəsizliyin təmin edilməsi sahəsində də, bir çox islahatlar aparılmış və yüksək nəticələr əldə edilmişdir. Əvvəla onu qeyd etməliyəm ki, indiki dayanıqli ekoloji təhlükəsizliyin əldə edilməsi üçün hələ müstəqiliyin ilk illərindən başlayaraq işlər görülməyə başlanılmışdır.2003-cü ildən başlayaraq isə proqramlar qəbul edilmişdir.Bu proqramların sırasına “Ekoloji cəhətdən dayanıqlı sosial-iqtisadi inkişafa dair”, “Meşələrin bərpa edilməsi və bərpa edilməsinə dair” milli proqramlar, “Abşeron yarımadasında təbii daş yataqlarının səmərəli istifadəsi və inkişafı” regional proqramları hazırlanmışdır və sabiq prezident Heydər Əliyevin sərəncamı ilə 18 fevral 2003-cü ildə təsdiq edilmişdir. Azərbaycan Respublikasında Ekologiyaya dair Milli proqramda ölkə ərazisində ekoloji təhlukəsizliyin təmin edilməsindən, təbii ehtiyatların səmərəli istifadəsindən, ekoloji tarazlığın qorunmasının zəruriliyindən və gələcək nəsillərə ekoloji təmiz bir ölkənin ötürülməsi problemləri işlənib hazırlanmışdır.

Ümumiyyətlə, respublikamızda ekoloji problemlərin aradan qaldırılması üçün son 10 ildə dövlət səviyyəsində ciddi tədbirlər həyata keçirilib. Ekologiya və Təbii Sərvətlər Nazirliyi tərəfindən ekoloji tarazlığın bərpasına və ətraf mühitin çirklənməsinin qarşısının alınmasına dair “Ekoloji cəhətdən davamlı sosial-iqtisadi inkişafa dair” Milli proqram hazırlanıb və icrası həyata keçirilir. Bundan əlavə, dövlət başçısı tərəfindən 2010-cu il Azərbaycanda “ Ekologiya ili” elan edilmişdir. Prezident 2010-cu ilin sosial-iqtisadi inkişafının yekunlarına və 2011-ci ildə qarşıda duran vəzifələrə həsr olunmuş iclasda demişdir “Mən çox şadam ki ” Ekologiya ili” çərçivəsində həm dövlət tərəfindən böyük işlər görüldü, həm də özəl sektor bu işlərə qoşuldu.[6(]s.241) Ən sevindirici hal isə ondan ibarətdir ki,ölkə əhalisi də bu təşəbbüsə qoşularaq ekoloji vəziyyətin yaxşılaşdırılmasına öz dəyərli töhfələrini vermişdir.

Altı milyondan artıq ağac əkilmişdir.Bu proses qarşıdakı illərdə də davam etdiriləcək. Ekoloj vəziyyətin yaxşılaşdılması ölkəmizin uğurlu inkişafı üçün, əhalinin sağlamlığı üçün çox böyük əhəmiyyət daşıyır. Prezident onu da əlavə edib ki, ekoloji tədbirlər ancaq ağac əkməklə bitməyib. Çaylar ətrafinda yerləşən kəndlərə xüsusi təmizləyici qurğular yerləşdirilməsi nəticəsində 300 min Azərbaycan vətəndaşı Dünya Səhiyyə Təşkilatının standartlarına uyğun içməli su ilə təmin edilmişdir.

Məlumdur ki, respublikamız məhdud su ehtiyatlarına malikdir. Konkret olaraq, Cənubi Qafqaz regionu üzrə,ümumi su ehtiyyatının 62%-i Gürcüstanın, 28%-i Ermənistanın və yalnız 10%-i Azərbaycanın payına düşür. Lakın bununla belə, alimlərin apardığı hesablamalar göstərir ki, respublikanın potensial su ehtiyyatları sənayenın, kənd təsərrüfatının və əhalinin suya olan tələbatını ödəyə bilər. Respublikanın illik suya olan tələbatı 11-13 kub km arasında dəyişir. Hər il respublikamızın su hövzələrindən 12 kub km, yeralti laylardan isə 1.2 kub km. şirin su götürülür. Götürülən suyun 60-70%-i kənd təsərrüfatının, 20-25%-i sənayenin, qalan hissəsi isə təsərrüfat və içməli su tələbatının ödənilməsinə sərf edilir. Ölkə üzrə su obyektlərinə atılan tullantı suların ümumi həcmi 160-170 mln.kub metr arasında tərəddüd edir ki, bu göstəricilər su obyektlərinin ekoloji saglamlığı haqqında bizi bir az daha dərindən fikirləşməyə vadar edir.

Azərbaycan ərazisinin (86,6min km) 49.3%-i (4.2 mln ha) kənd təsərrüfatı torpaqlarının payına düşür. Sovetlər dövründə adambaşına düşən kənd təsərrüfatına yararlı torpaq sahəsinin həcminə görə (0.7ha) Azərbaycan 15 müttəfiq respublika arasında 14-cü yeri tuturdu. Bu gün erməni işğalında olan əraziləri də nəzərə alsaq,vəziyyətin nə dərəcədə acınacaqlı olduğu hər birimiz aydin olar. Müasir dövrdə adambaşına düşən təqribən bir hektarlıq(0.92ha) yalnız 0.6 hektarı əkinə yararlıdır. Ölkə ərazisində mövcud olan bütün torpaq resursunun 51.6 faizini otlaqlar, 30.2%-ni əkilə bilən torpaq sahələri təşkil edir.30.2%-lik torpaqların yalnız 12.8%-i uzun zamandır əkilir. Suvarilan bəzi bitgilər əkilən torpaqlar tez-tez suvarıldagina görə torpaqların aşınmasına səbəb olur. Həddindən artiq gübrələnmək də torpaqda duzun miqdarının artmasına, kimyəvi çirklənməyə səbəb olur. Torpağın kimyəvi çırklənməsi isə yeraltı su ehtiyatları, içməli su ehtiyatlarını, çayları çirkləndirir. Son dövrlərə qədər aparılan araşdırmalar göstərir ki, “ içməli suyun keyfiyyətinin xeyli aşağı olması aran rayonlarında saglamlıq üçün xeyli təhlükəlidir”(s.3)

Uzun illər ərzində ölkədə aqrar sənaye kompleksinin ekstensiv inkişafı, əkinçilik mədəniyyətinin aşağı səviyyədə olması,ilbəil artırılan dövlət planlarının və öhdəliklərinin yerinə yetirilməsi naminə torpaqların amansiz istismarı onlarda şoranlaşma, eroziya, kimyəvi çirklənmə, əkinaltı qatın kipləşməsi kimi mənfi proseslərın təsiri altında böyük ərazilərdə torpaq deqredasiyasına(torpağın biyoloji və iqtisadi məhsuldarlığının itməsi) səbəb olmuşdur. Ümumiyyətlə Azərbaycanda 1.5 milyon hektar şoranlaşmış torpaq sahəsi var ki onunda 900 min hektarı suvarıla bilir.

Torpaqların yararsız hala gəlməsinə digər bir səbəb isə,sənayenin iki sahəsidir. Bu sənaye sahələrindən biri neft sənayesi, ikinci isə dağ-mədən sənayesidir.Faydalı qazıntıların açıq üsulla istismarı ətraf mühitin bütün elementlərinə təsir edir. Respublika iqtisadiyyatının əsas sənaye sahəsi olan neft hasilatı və neft ayırma zavodlarının ölkə ekologiyasına vurduğu zərər qədər, dağ-mədən sənayesi sahələri də ziyan vurur. Sənaye sahələrinin ətraf mühitə vurduğu ziyan zəncirvari halqalar şəklində torpaq fondların aşınmasından tutmuş kənd təsərrüfatı məhsullarının istehlakçısı olan əhalinin səhhətinin korlanmasına qədər, demək olar ki bütün ekoloji sahələrdə özünü biruzə verir.

Təbii sərvətlər baxımından dünyanın seçilmiş ölkələrindən olan Azərbaycanın SSRİ dağıldıqdan sonra istismarına son qoyulmuş və müstəqilliyin ilk illərində ölkənin təbii sərvətləri iqtisadiyyatın qurulmasında bazis rolunu oynamışdır.SSRİ dövründə Azərbaycan iqtisadiyyatının sürətlə inkişaf etdirilməsi fonunda ekoloji problemlərə ümumiyyətlə diqqət yetirilməmiş və nəticədə min hektarlarla torpaq sahələri, meşələr, göllər, çaylar yararsız hala düşmüşdür. Təkcə o faktı qeyd etmək kifayətdir ki, Bakı şəhərinin “Qara şəhər ” adlanan sənaye əhəmiyyətli hissəsi tikilərkən “gül küləyi” nəzərə alınmamış və beləliklə zavodlardan havaya buraxilan bütün zəhərli qazlar şəhərin havasını yararsız hala salmışdır. Müstəqillik dövründən etibarən dövlət ekoloji problemlərə xüsusi diqqət ayırmağa başlamışdır ki, bunun da nəticəsi çox qısa zamanda hiss olunmuşdur.Havanın, torpağın, su ehtiyyatların hətta Xəzər dənizinin keçmişə nəzərən, nəzərə çarpacaq dərəcədə təmizlənməsi bizi gələcəyə nikbin baxmağa vadar edir. Bununla yanaşı dövlətin ekoloji strategiyası iqtisadiyyatın inkişafı ilə bərabər aparılır ki, bu da Azərbaycan dövlətinin uğurlu siyasətinin nəticəsidir.

ƏDƏBİYYAT

1. Engels F. “Təbiətin Dialektikası” B. “Azərnəşr” 1966, 339s
2. Babayev.A. “Azərbaycan torpaqlarının ekoloji problemləri.”Ekoloji kənd təsərrüfatı” Gəncə.2011. s(3)
3. Ekoloji problemlər və milli səviyyədə onların aradan qaldırılması.“Zaman” qəzeti.11 mart 2014
4. Climate change 2014 Synthesis report summary for Policymakers.(s.24) www.ipcc.ch
5. İbadov.K . “Ekoloji problemlər uğurla həyata keçirilir”Respublika qəzeti. 8mart.2012
6. Prezident İlham Əliyevin sədrliyi ilə Nazirlər Kabinetinin 2010-cu ilin sosial-iqtisadi inkişafının yekunlarına və 2011-ci ildə qarşıda duran vəzifələrə həsr olunmuş iclası keçirilmişdir.s.241 www.preslib.az
7. .Azərbaycan torpaqlarının ekoloji problemləri.”Ekoloji kənd təsərrüfatı” jurnali. S.3. 07 sentyabr 2011

ВЗАИМОСВЯЗЬ ЭКОНОМИЧЕСКИХ И ЭКОЛОГИЧЕСКИХ НАЦИОНАЛЬНЫХ ИНТЕРЕСОВ

Г.Б. Рустамбеков

БГУ, кафедра «Мировая экономика»

haji_@mail.ru

Национальные экономические интересы выдвигают постоянное, единственно реальное основание для реализации интересов настоящего и будущих поколений хозяйственных субъектов, согласованного наращивания производственного потенциала и решения экологических проблем. Конечной общей целью национальной экономики является обеспечение условий оптимальной жизнедеятельности всех членов общества и будущих поколений граждан -в этом заключается лейтмотив национальных экономических интересов. В данном моменте целеполагающее начало всех субъектов экономики совпадает, рождая новый источник мотивации к созидательной деятельности, стимулируя мощные процессы национальной экономической самоорганизации, мобилизуя неисчерпаемые национально-мотивированные ресурсы нынешнего и будущего развития.

Связанность национальных экономических интересов с окружающим миром природы и социумом людей не может подвергаться сомнению. Но вопрос состоит в том, как понимать этот мир и каким образом определять отношение к нему человека. Если это только объективность, данная вне человека и более того, подчиняющая деятельность человека законам развития этой объективности, то это будет сведением роли субъекта к утилизации законов, данных над ним. Но если внешние по отношение к человеку условия (природные и социальные) рассматривать как объект, сферу, пространство, в котором он действует согласно своим интересам и в целях их реализации, то это будет возвышением роли человека до уровня созидателя форм жизни. Существуют ли при этом какие-то конкретные ориентиры выдвижения целей человеком? Да, и они заключаются в комбинации экономических и экологических факторов развития.

Для реализации своих интересов человеку всегда необходим объект, гарантирующий его само –воспроизводство. Следовательно, объект и субъекты интересов находятся в диалектической связи и предполагают друг друга. В этом и заключается предпосылка складывания национальных экологических интересов, то есть такого состояния окружающей природной среды, которое не подвергает угрозе жизнь и здоровье граждан, гарантирует сохранность генофонда нации. Однако, решение экологических проблем каждым государством в отдельности практически невозможно - природные факторы жизнедеятельности чаще всего не знают границ. Национальные усилия по обеспечению экологической безопасности предполагают, поэтому, международное сотрудничество. В этой связи возникает целый ряд проблем, например, учёта того, что экономики стран мира находятся на разных ступенях технологического развития, а следовательно, различна и их доля в загрязнении окружающей среды в международном масштабе.

Сегодня наибольший ущерб экологии Земли наносят промышленно развитые страны. Но и они же обладают наиболее продвинутой научно-технической базой для выработки мер по защите окружающей среды в глобальном пространстве. Именно этот потенциал может не отодвигать, то есть не переносить «грязные» производства в менее развитые ареалы мирового хозяйства, а решать их в интересах всего человечества.

Среди глобальных экологических проблем можно выделить следующие: сокращение выбросов в окружающую среду продуктов утилизации углеводородов, обеспечение потребностей в чистой воде, нахождение новых источников удовлетворения потребностей людей без уничтожения традиционно-сложившегося природного окружения, благодаря которому возникла и продолжается жизнь людей. Речь идёт, по существу, о том, чтобы в планетарном масштабе согласовать национальные экономические и экологические интересы посредством совместных усилий. Самые многообещающие возможности для этого предоставляют нанотехнологии, способные придавать средствам производства полезные и экологически безопасные свойства уже на уровне микрочастиц любого вещества. То есть можно будет производить, например молоко, используя лишь нужные для этого элементы -углерод, кислород, водород и т. д. в неограниченных объёмах практически не затрагивая окружающую природу. То же самое касается обеспечения чистой водой, источниками энергии, лекарственными средствами, а возможно и всеми необходимыми продуктами. Обеспечивая экономический рост практически вне применения природных факторов, нанотехнологии выдвигают кажущиеся на сегодня фантастическими возможности для будущего развития человека и защиты среды его обитания.

Рост национальной экономики является объективной тенденций. Но необходимо иметь в виду, что основные экономические ресурсы, имеющие природное происхождение, ограничены в своих объемах. То есть наступает момент, когда экономический рост неизбежно сталкивается с естественными ограничениями, и это относится как к каждой национальной, так и мировой экономике в целом. Кардинальное разрешение данной проблемы возможно лишь на основе технико-технологического прогресса, но без нарастания давления на окружающую природную среду, поскольку именно она является источником жизни вообще, а не только производства. Иными словами, перед человечеством стоит проблема увеличения объемов производства при снижении её ресурсной затратности. Все инновации в экономике направлены на решение этой проблемы, которая всё более актуализируется. Появилось даже такое направление в науке, которую называют нанокологией (nanocology). В этой связи особое внимание привлекает индустрия солнечных батарей, которая напрямую связана с нанотехнологий. Развитие этой индустрии приводит к отказу от массового сжигания каменного угля и нефтепродуктов, преодоления опасности парникового эффекта и загрязнения воздуха продуктами сгорания. Директор Ассоциации Экологической Инженерии Алан Лисс, например, считает, что изучая экосистему, мы понимаем, что ее функции осуществляются определенными организмами или группами организмов. Эту роль могут выполнять и нанообъекты, управляющие экопроцессами там, где бессильны естественные регуляторы. Часто нанотехнологию называют наукой будущего. Но уже имеется немало достижений в нанотехнологиях, которые помогают уменьшить вредное влияние на окружающую среду: например, эта наука даёт новые возможности переработки мусора, очистки воды, определения ртути и так далее. Дальнейшие исследования дадут новые результаты, а, значит, и новые возможности. В наше время развитие науки нанотехнологии, а также промышленности, с ней связанной, показывает на развитость государства, на расширение потенциала реализации национальных экономических интересов.

Вместе с тем, нельзя думать, что все экологические проблемы могут автоматически решаться благодаря технологическим новшествам. Очень важно сохранить ресурсы, которые представляют природные, производственные и культурные сегменты национального богатства в совокупности. Все они входят в понятие национальных экологических интересов, понимаемых в широком смысле. Это экология национальной идентичности, включающая и неформальные институты хозяйственных взаимоотношений, и нравственные ценности, и традиции природопользования. Нанотехнологии и другие передовые методы роста производства только в органической связи с указанными факторами способны представить экономические и экологические интересы в парадигме национальных интересов, их модельной конфигурации.

DYNAMİCS OF BALANCED COMPARATORS BASED ON SMALL JOSEPHSON JUNCTİONS WİTH COULOMB BLOCKADE

I.N. Askerzade[a,b], R.T. Tagiyeva Askerbeyli [c]

[a]*Comp. Eng. Dep. and Center of Excellence of Superconductivity Research, Ankara University, Turkey*

[b]*Institute of Physics Azerbaijan NAS 33, H.Cavid 33, Baku, AZ1143, Azerbaijan*

[c]*Karabuk University, Karabuk, Turkey*

Due to development of fabrication of submicron size Josephson junctions last years his properties attract attention of researchers. Interests to such circuits with small Josephson junctions related with manifestations of quantum effects in this systems. As shown in [1-3], in small Josephson junctions arises Coulomb blockade of Cooper pairs, which leads Bloch oscillations of voltage in junctions. Dynamics of tunneling Cooper pairs in small size Josephson junctions was investigated in [4]. Properties of single junction interferometer with small Josephson junctions was analyzed in study [5].

It is well know that small Joephson junctions characterized by the ratio $© = \frac{E_J}{E_C}$, where $E_J = \frac{\hbar I_c}{2e}$ Josephson energy, I_c critical current, $E_C = \frac{(2e)^2}{2C}$ Coulomb energy, C capacity of junction [1-3]. The case of $© >> 1$ correspond to the classical Josephson effect and in this case can be neglected by the effects of correlation in Cooper pair tunneling. In opposite case due to small capacity, Coulomb energy $E_C = \frac{(2e)^2}{2C}$ becomes considerable, which leads to Coulomb blockade under tunneling of Cooper pair [1-3]. It means that © $<<1$ and the equaton for evolution of quasi-charge q $(-e < q < e)$ in lower band approximation (i.e. in absence of Zeneer tunneling to high bands) can be written as [1-3]

$$\frac{dq}{dt} = I(t) - \frac{dE_0(q)/dq}{R}, \tag{1}$$

where $E_0(q)$ is the dispersion relation for lower band, R normal resistance of junction.

Such approach is equivalent to nonlinear alternating differential Bloch capacity $C_B(q)$, which determined by the expression

$$C_B(q) = (\frac{d^2E_0(q)}{dq^2})^{-1} \quad . \tag{2}$$

Recently in paper [6] it was shown, that the equation for dynamic of quasicharge q in small junctions should include inductive term related with Bloch inductance. Inclusion of Bloch inductance causes changing of dynamics of quasi-charge alone lower band and this mathematically is equivalent to introducing term related with second derivative of quasi-charge q.

Dynamical properties of balanced comparators on small Josephson junctions firstly was investigated in [7]. However in calculation [7] of transient characteristic of balanced comparator based on small Josephson junction was used Equaton (1) neglecting effects of Bloch inductance. Influence of the Bloch inductance on the time resolution of balanced comparator based on small Josephson junctions was not considered yet. In this study we develop linear theory for the estimation time resolution of balanced comparator based on small Josephson junctions taking into account Bloch inductance.

Fot the analysis of the dynamics of balanced comparator based on small Josephson junctions taking into account Bloch inductance we will use system of differential equations

$$L_B(q_1)\frac{d^2q_1}{dt^2} + R\frac{dq_1}{dt} + V(q_1) = V_e, \tag{3}$$

$$L_B(q_2)\frac{d^2q_2}{dt^2} + R\frac{dq_2}{dt} + V(q_2) = V_e + V_s\ , \tag{4}$$

where V_e voltage in comparator circuit related with strob-pulse, V_s signal voltage. It is useful to note, that Eqs. (3), (4) without first terms, i.e. neglecting Bloch inductance was used in calculation [7] of transient characteristic of balanced comparator. Periodical function $V(q)$ in Eqs. (3), (4), replace term sin¤ in Eqs. of usual Josephson effect [8]. Expression of $V(q)$ presented below $(-e < q < e)$ and was used in [1-3]

$$V(q)=\frac{e}{C}\frac{\frac{q}{e}-(\frac{q}{e})^3}{\sqrt{((\frac{q}{e})^2-1)^2+\frac{©^2}{4}}} \qquad . \qquad (5)$$

Bloch inductance $L_B(q)$ in Eqs. (3) and (4) is positive periodic function of quasi-charge q. General expression for $L_B(q)$ presented in [6]. In our calculations we will use asymphtotical expressions for Bloch inductance $L_B(q)$.

As for any comparator, the value of the time resolution can be determined using the transient response $H(\tau)$ [7], which represents the output signal of the comparator V_{out} when the signal in the form of a small current step $V_s = V\theta(t)$ is applied to the input of the comparator. In this case, the time resolution is usually defined as the step response time $H(\tau)$ from the level of 0.10 to 0.90 of its maximum value, where τ denotes the delay time (lead time) of the strobe pulse relative to the step.

The dynamic behavior of balanced comparator is determined by two control variables V_e and V_s. For small quasicharge increment $¢q = q_1 - q_2$ in respect to pulse V_s we have the following system of Eqs.

$$L_B(q_+)\frac{d^2¢q}{dt^2}+R\frac{d¢q}{dt}+\frac{dV}{dq}(q_+)¢q=V_s, \qquad (6)$$

$$L_B(q_1)\frac{d^2q_1}{dt^2}+R\frac{dq_1}{dt}+V(q_1)=V_e, \qquad (7)$$

where $q_+=(q_1+q_2)/2$. Asymptotic solution of (7), under linear growing external voltage $V_e = {\sim}t$ has the following form

$$V=\frac{q}{C}=\begin{cases} {\sim}t, \ at \quad t<<1/{\sim} \\ \left[-\frac{©}{2}({\sim}t-1)+\left(\frac{©^2}{4}({\sim}t-1)^2-\frac{1}{27}\right)^{1/2}\right]^{1/3}+ \\ +\left[-\frac{©}{2}({\sim}t-1)-\left(\frac{©^2}{4}({\sim}t-1)^2-\frac{1}{27}\right)^{1/2}\right]^{1/3}, \ at \quad 1/{\sim}<t<t_0, \\ \frac{6©l_Be}{(t_D-t)^2}, \quad at \quad t_0<t<t_D \end{cases} \qquad (8)$$

where $t_0=\frac{1}{\sim}+\frac{2}{3^{3/2}{\sim}©}$, $l_B=\frac{2®L_BI_C}{\Phi_0}$, Φ_0 is magnetic flux quantum. In Equation (8) near $q \approx e$ Bloch inductance $L_B(q)$ can be approximated by expression [6]

$$L_B(q) \approx \frac{\Phi_0}{2®I_c}\left(1+\frac{1}{\sqrt{2©}}\right) \quad . \tag{9}$$

Transient characteristic H(²) of balanced comparator on small Josephson junctions taking into account Bloch inductance L_B presented in Fig. 2. In calculations we use asymptotical solution for the dynamics of quasicharge Eq. (8). In contrast to results obtained in [7], transient characteristic H(²) of balanced comparator on small Josephson junctions H(²) has an oscillating character in the case of τ < 0. This behavior is associated with a complete set of reactive elements in the equivalent circuit of the Josephson tunnel junction. Using calculated transient characteristic H(²) and above presented definition of time-resoltuion, for ¢² we found

$$¢² \approx 1.15\left(1+\frac{1}{\sqrt{2©}}\right)\frac{\Phi_0}{2®I_c R} \quad . \tag{11}$$

For typical values of resistance $R = 5.2\ k\Omega$ and critical currents $I_c = 0.1$ «A of small Josephson junctions, at which arises Coulomb blockade, time resolution can be estimated at the level 0.12ps. In calculations parameter $© = \frac{E_J}{E_C}$ considered to be equal 0.333. As followed from expression (11), time resolution ¢² becomes worse with increasing of parameter © . Physically it related with growing of delay time of tunneling of Cooper pair in small Josephson junctions from one electrod to another one.

Thus, in this paper, the time resolution of Josephson balanced comparators with a Coulomb blockade was investigated. Bloch oscillations in small Josephson junctions taken into account inclusion corresponding inductance in equivalent scheme. It was shown that the time resolution becomes worse with reduction size of Josephson junction. Estimation show that it is possible to reach a time resolution at the level of tenths of picoseconds.

REFERENCES

1. Likharev K.K., Zorin A.B., *Journal of Low Temperature Physics.* 1985. V.59. P.347-382.
2. Averin D.V., Zorin A.B., Likharev K.K., *JETP*. *1985*. V.88, P.692-704.
3. L.S.Kuzmin, D.B.Haviland, *Physical Review Letters.*1991. V. 67. P.2890-2893.
4. Askerzade, I.N., *Technical Physics*. 2003. V. 48. P. 1496-1498.
5. Askerzade, I.N., *Technical Physics.* 2010. V. 55. P. 896-899.
6. Zorin A.B., *Physical Review Letters*. 2006. V. 96, P.167001.
7. Askerzade, I.N., R.Samet, *Technical Physics Letters*. 2008. V. 34, P. 737-739.
8. Likharev, K.K.,*Introduction into dynamics of Josephson's junctions*, M: Nauka, 1985.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПРИ РАССЕЯНИИ НА АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ СО СЛОЖНЫМ ПРОФИЛЕМ

С.Р. Фигарова, М.М. Махмудов, Г.Н. Хасиева

Бакинский Государственный Университет

mmm@bsu.az

Тонкие пленки и многослойные низкоразмерные структуры, в которых формируется двумерный электронный газ, нашли широкое применение в современной твердотельной наноэлектронике. В этих системах образуются квантовые ямы различных форм. Явления переноса в таких квантовых ямах обладают своеобразными свойствами [1,2]. В данной работе вычисляется электропроводность квантовой ямы не имеющий углов, с конечной шириной и с потенциалом

$$U = \frac{U_0}{\cos^2(z/a)}, \qquad (1)$$

где U_0 - минимум потенциальной энергии, a - ширина квантовой ямы. Для вычисления электропроводности был использован энергетический спектр вида:

$$£_{n,k_x,k_y} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m} + £_n, \qquad (2)$$

где $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, m - эффективная масса носителей тока, а $£_n$ имеет вид [3]:

$$£_n = £_0\left(1 + 2n + \sqrt{1 + \frac{U_0}{£_0}}\right)^2, \qquad (3)$$

здесь $£_0 = \hbar^2 ®^2 / 8ma^2$ - энергия при $n = 0$ и $U_0 = 0$, $n = 0,1,2,...$ - квантовое число.

Электропроводность может быть определено из выражения плотности тока следующим образом [4]:

$$± = e^2 n_{el} \left\langle \frac{²}{m} \right\rangle, \qquad (4)$$

где e - элементарный заряд, n_{el} - концентрация электронов:

$$n_{el} = \frac{m}{® a \hbar^2} \sum_n \int_{£_n}^{\infty} \Theta(£ - £_n)(£ - £_n)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial £}\right) d£ , \qquad (5)$$

² - время релаксации, а угловые скобки $\langle ... \rangle$ определяются как:

$$\langle ... \rangle = \frac{m}{® a n_{el} \hbar^2} \sum_n \int_{£_n}^{\infty} \Theta(£ - £_n)(£ - £_n)(...)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial £}\right) d£ . \qquad (6)$$

Как следует из (5) и (6) для вычисления электропроводности нужно знать выражение времени релаксации. В данном случае время релаксации обратно пропорционально плотности квантовых состояний [5]:

$$g(£) = \frac{m}{® \hbar^2 a} \sum_n \Theta(£ - £_n)\,. \tag{7}$$

где $\Theta(£ - £_n)$ - ступенчатая функция Хэвисайда.

В случае вырожденного электронного газа при рассеянии на акустических фононах после суммирования по квантовым числам для электропроводности получим:

$$\begin{aligned} \frac{±}{±_0} = {} & (1+\bar{n})(«_F^* - U_0^*) - \frac{4}{3}£_0^*\left(\bar{n}^3 + 3\bar{n}^2 + 2\bar{n} + \frac{3}{2}\right) - \\ & - \sqrt{£_0^*(£_0^* + U_0^*)}\,(\bar{n}^2 + \bar{n} + 2) \end{aligned}, \tag{8}$$

где $±_0 = e^2 2_0 n_0/m$, $n_0 = mk_0T/®a\hbar^2$, $£^* = £/k_0T$, $£_n^* = £_n/k_0T$, $«_F^* = «_F/k_0T$, $«_F$ - уровень Ферми, который в данном случае имеет вид [5]:

$$\begin{aligned} «_F = {} & \frac{n_{ýë}® \hbar^2 a}{m(\bar{n}+1)} + U_0 + 2\sqrt{£_0^2 + £_0 U_0}\,(\bar{n}+1) + \\ & + \frac{4£_0\left(\bar{n}^3 + 3\bar{n}^2 + 2\bar{n} + \frac{3}{2}\right)}{3(\bar{n}+1)} \end{aligned}, \tag{9}$$

здесь $\bar{n}$ есть целая часть числа $n = \sqrt{2m«_F}\,a/®\hbar - 0.5 - \sqrt{1 + U_0/£_0}\big/2$, который определяется из условия $«_F = £_n$.

На основе формулы (8) построена зависимость электропроводности вырожденного двумерного электронного газа при рассеянии на акустических фононах от ширины квантовой ямы (рис.1). При этом использовались следующие значения: $m = 0{,}067m_0$, $£_0 = 60\,meV$, $a = 10\,nm$, $n_{el} = 10^{25}\,m^{-3}$.

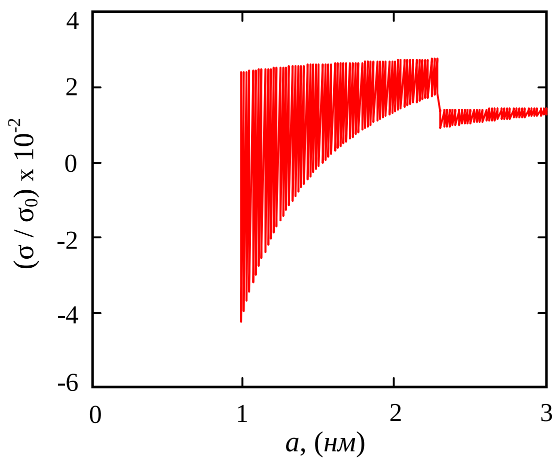


Рис.1. Зависимость электропроводности вырожденного двумерного электронного газа от ширины квантовой ямы при рассеянии на акустических фононах.

Из графика следует, что электропроводность вырожденного двумерного электронного газа осциллирует с шириной квантовой ямы. Период осцилляций зависит от концентрации носителей тока. При рассеянии носителей тока на акустических фононах имеется область с отрицательной электропроводностью. Отрицательность электропроводности связана с положением уровня Ферми относительно потенциала квантовой ямы. При этом степень локализации изменяется, происходит пространственный перенос электронов из квантовой ямы в параллельный слой проводимости или наоборот - электроны либо втягиваются в квантовую яму, либо выталкиваются из нее.

Данная работа выполнена при **финансовой** поддержке Фонда Развития **Науки при Президенте** Азербайджанской Республики **-Грант № EİF-2013-9(15)-46/04/l**

ЛИТЕРАТУРА

1. Meyerovich A.E., Ponomarev I.V. Quantum size effect in conductivity of multilayer metal films. // Physical Review. B 67. 165411. 2003.
2. Palasantzas G., Zhao Y.P., Wang G.C., Lu T.M., Barnas J.and De Hosson J. Th. M. Electrical conductivity and thin film growth dynamics. // Phys. Rev. B64, 2001. 079903.
3. Щварцбург А.Б., Дисперсия электромагнитных волн в слоистых и нестацио-нарных средах. // Успехи физических наук.170. 2010. с.1297-1324.
4. Askerov B.M., Electron transport phenomena in semiconductors. World Scientific, Singapore. 1994, p.389.
5. Figarova S.R., Hasiyeva G.N., Figarov V.R. Thermodynamic properties of electron gas in complex-shaped quantum well. // Physica E 69. 2015. pp. 24–26.

İKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON SİSTEMİNİN TERMOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİNƏ GÜCLÜ ELEKTRİK SAHƏSİNİN TƏSİRİ

M.M. Babayev, X.B. Sultanova

AMEA-nın H.M.Abdullayev adına Fizika İnstitutu

mirbababababayev@yahoo.com **,** xatire280@gmail.com

Güclü elektrik sahəsində ikiölçülü elektron sisteminin (2ES) termoelektrik hərəkət qüvvəsi tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, termoehq-nin elektron hissəsinin qiyməti elektrik sahəsində xeyli artır, fonon hissə isə elektrik sahəsindən asılı deyil. Nəticə elektron temperaturunu birbaşa ölçən 2ES termocütünün ölçmə intervalını genişləndirməyə imkan verir. Elektrik sahəsinin intensivliyinin müxtəlif qiymətlərində termoehq-nin qəfəsin temperaturundan asılılıq qrafikləri qurulmuşdur.

Güclü elektrik sahəsində elektronların qızması termoelektrik və termomaqnit effektlərin qiymətlərini, eləcə də bu effektlərin elektronların konsentrasiyasından, qəfəsin temperaturun-dan və s. asılılıqlarını xeyli dəyişdirir. Bu, bir tərəfdən aşağıölçülü sistemlərdə termoelektrik və termomaqnit effektlərin qiymətini elektrik sahəsi vasitəsi ilə idarə etməyə, digər tərəfdən isə bu sistemləri xarakterizə edən kəmiyyətləri ölçən cihazların yaradılmasına imkan verir.

Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin elektron temperaturundan asılılığından istifadə edərək, aşağı temperaturlarda elektron temperaturunu birbaşa ölçən 2ES termocütü yaradılmışdır [1]. Termoehq iki hissədən-elektron və fonon hissədən ibarət olur [2]. Bu cihazın işi termoehq-nin elektron hissəsinin elektron temperaturundan asılılığına əsaslanır və cihaz qəfəs temperaturunun 2K-ə qədər qiymətlərində yaxşı nəticələr verir. Daha yuxarı temperaturlarda termoehq-nin fonon hissəsi əhəmiyyətli rol oynadığı üçün, müəlliflər hesab edir ki, elektron temperaturunun təyinində bu cihazdan istifadə edilməsinin düzgünlüyü şübhə doğurur. [1] işində nəticələrin analizində qızmış elektronların termoelektrik hərəkət qüvvəsinin elektron hissəsinin fenomenoloji düsturundan istifadə edilmiş, fonon hissənin elektrik sahəsindən asılı olub-olmaması məsələsi isə araşdırılmamışdır.

Biz burada 2ES sistemlərində yaranan termoehq-yə güclü elektrik sahəsinin təsirini öyrənərkən Bolsmanın kinetik tənlik metodundan istifadə etmişik və termoehq-nin həm elektron, həm də fonon hissəsini hesablamışıq. Elektrik sahəsinin intensivliyi və temperatur qradiyenti elektron qazı təbəqəsi üzrə götürülür. 2ES-də təbəqə boyunca kvantlanma baş vermədiyi üçün bu təbəqə üzrə elektrik cərəyanını hesablayanda Bolsmanın kinetik tənlik metodu yaxşı işləyir [2]. Elektronların akustik fononların deformasiya və pyezoelektrik potensialından, aşqar ionlardan səpilmə mexanizmləri, eləcə də səpici potensialların ekranlaşması nəzərə alınmışdır.

Məhdudlayıcı potensial olaraq parabolik potensial götürülmüşdür:

$$£ = \left(\frac{1}{2} + N\right)\hbar μ_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \qquad (1)$$

Burada m- keçirici elektronların effektiv kütləsi, $μ_0$- parabolik potensialın parametri, N- ossillyasiya kvant ədədi, $\vec{k}(k_y, k_z)$- elektronların dalğa vektorudur**.**

Elektronların səpilməsi kvazielastiklik şərtini ödəyirsə və öz aralarında toqquşmalarının tezliyi onların fononlardan səpilmə tezliyindən böyükdürsə, paylanma funksiyasının izotrop hissəsi, qəfəsin T temperaturundan fərqli T_e temperaturu ilə xarakterizə olunan Fermi –Dirak paylanması kimi göstərilə bilər. Elektronların effektiv temperaturu T_e balans tənliyindən (stasionar halda elektron sisteminin elektrik sahəsindən aldığı enerjinin bu sistemin fononlar sisteminə verdiyi enerjiyə bərabərliyindən) tapılır [3]

Biz fononların elektrik sahəsində qızmadığı hala baxırıq, onda uzundalğalı fononların $N(\vec{q},\vec{r})$paylanma funksiyasının izotrop hissəsi T temperaturlu Bolsman paylanması ilə ifadə edilir, anizotrop hissə isə fononlar üçün kinetik tənlikdən tapılır. Elektron qazı təbəqəsi boyunca $\nabla_y T$ temeratur qradiyenti yaradılanda əmələ gələn termoehq üçün alırıq [2] $\sim = \frac{_{yy}(T_e)}{±_{yy}(T_e)}$**.**

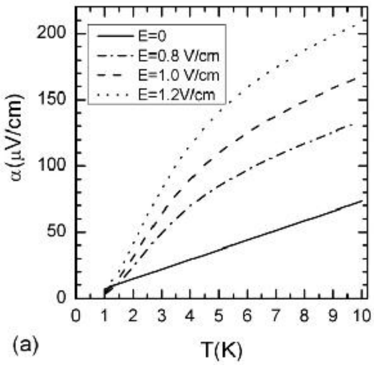
(2)

$_{yy}(T_e)$əmsalı (və deməli $\sim$) iki hissədən -elektron və fonon hissədən ibarətdir: $_{yy}(T_e) = {}^{e}_{yy}(T_e) + {}^{ph}_{yy}(T_e)$. Qızdırıcı elektrik sahəsinin intensivliyi kvantlanmanın olmadığı z oxu istiqamətində yaradılmışdır. Güclü cırlaşmış elektron qazı üçün termoehq-nin elektron hissəsi aşağıdakı şəkilə düşür:

$$\sim_e = -\frac{k_0}{e}\frac{®^2}{3}\frac{1}{¦_0}\left[1 - \frac{¦_0}{¬(¦_0)}\frac{\partial ¬(¦_0)}{\partial ¦_0}\right]\frac{T_e}{T}\frac{\partial T_e}{\partial T}\text{.} \qquad (3)$$

Burada $¦_0 = \hbar^2 k_F^2 / 2mk_0 T$ -elektronların gətirilmiş kimyəvi potensialı, k_F elektronların Fermi səviyyəsinə uyğun dalğa ədədi, $¬(¦_0)$ isə elektronların səpilmə tezliyidir.

Termoehq-nin fonon hissəsinin hesablamaları göstərir ki, güclü cırlaşmış elektron sistemində elektronların qızması termoehq-nin fonon hissəsini dəyişdirmir. Bu hissə üçün alınan ifadənin mürəkkəbylini, elektrik sahəsindən asılı olmadığını və [4] işindəki nəticə ilə üst-üstə düşdüyünü nəzərə alaraq onun ifadəsini burada vermirik. Termoehq-nin elektron hissəsi, (3) ifadəsindən göründüyü kimi, elektronların qızmasına çox həssasdır. Termoehq üçün ədədi hesablamalar elektronların səth sıxlığı $n = 1.78 \times 10^{15} m^{-2}$, məhdudlayıcı potensialın parametri $\mu_0 = 7 \times 10^{13} san^{-1}$ olan ikiölçülü $GaAs /\ Al_x Ga_{1-x} As$ kvant çuxurunda aparılmışdır. Şəkildə elek-trik sahəsi intensivliyinin sabit qiymətlərində ($E = 0.8;\ 1;\ 1.2\ V/m$) və elektrik sahəsinin olmadığı halda termoehq-nin elektron hissəsinin qəfəs temperaturundan asılılıq qrafikləri verilmişdir.



Şəkildən göründüyü kimi, elektrik sahəsi olmayan halda termoehq-nin elektron hissəsi qəfəsin temperaturu ilə düz mütənasibdir. Elektrik sahəsində elektronların qızması nəticəsində termoehq-nin elektron hissəsi sahə olmayan halla müqayisədə xeyli artır, $2K < T < 10K$ temperatur intervalında bu artım 2-4 intervalındadır.

Burada alınmış nəticələr [1] işində təsvir olunan, elektron temperaturunu birbaşa ölçən 2ES termocütünün ölçmə intervalını genişləndirməyə imkan verir. Termoehq-nin fonon hissəsi elektrik sahəsindən asılı olmadığından elektrik sahəsində termoehq-nin dəyişməsi yalnız elektron hissənin dəyişməsi nəticəsində baş verir: $\Delta\sim(T_e) = \sim(T_e) - \sim(0) = \sim_e(T_e) - \sim_e(0)$. Ona görə də müvafiq dəyişiklik etməklə (hər bir temperatura uyğun fonon hissəni çıxmaqla) həmin termocüt daha yuxarı temperaturlarda da elektron temperaturunu ölçmək üçün tətbiq oluna bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. W.E. Chickering, J.P. Eisenstein, J.L. Reno. Phys.Rev.Letters, 103, 046807 (2009).
2. Б.М. Аскеров, Электронные явления переноса в полупроводниках, Москва, Наука (1985), 318стр.
3. Э. Конуэлл, Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, Москва, Мир (1970), 338 стр.
4. F.M. Hashimzade, M.M. Babayev, B.H. Mehdiyev, Kh.A. Hasanov. J. of Physics: Conference Series, 245, 012015 (2010).

SPEKTRİN İQ DİAPAZONUNDA $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ QARIŞIQ BİRLƏŞMƏDƏ İNDİUMUN NİSBİ TƏRKİBİNİN TEZLİK ÇEVRİLMƏSİNİN EFFEKTİVLİYİNƏ TƏSİRİ

R.C. Qasımova, G.Ə. Səfərova[1], N.V. Kərimova[2], L.S. Hacıyeva

Bakı Dövlət Universiteti, [1]Fizika Problemləri İnstitutu, [2]Azərbaycan Tibb Universiteti

safarovagulnara@rambler.ru

İşdə mövcud təcrübələr şəraitində $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ növlü qarışıq kristallarda məsələnin müxtəlif parametrlərin çevrilmə effektivliyinə təsirinin tədqiqinin nəticələri göstərilmişdir. Tərkibindəki indiumun miqdarı ilə fərqlənən üç növ $AgGa_xIn_{1-x}Se_2$ kristalları üçün bucaq dispersiya əmsalları hesablanmışdır.

Bir sıra üstünlüklərinə görə tədqiqat obyekti kimi qarışıq kristal növlərindən $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ seçilmişdir. [1]-də aparılmış tədqiqatlar göstərmişdir ki, indiumun tərkibini (x) seçməklə yaxın və orta infraqırmızı diapazonda ikinci harmonikanın generasiyası zamanı 90^0-li qeyri-kritik faza sinxronizmi şərtini həyata keçirmək olar. Bu zaman CO_2 lazer şüalanmasının ª $= 9,64\,mkm$ dalğa uzunluğunda x parametrinin qiyməti 0,6-ya bərabərdir. Məlumdur ki, $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ kristalı üçün qeyri-xətti kvadratik həssaslığın ölçülmüş qiyməti $d_{36} = 41\,pm/V$ bərabərdir. Spektrin İQ diapazonunda tətbiqi məsələlər üçün CO_2 lazerləri aparıcı rol oynayır, onlar spektrin bu oblastında güclü optik koherent şüalanma mənbəyidir.

Seçilmiş növ kristalın qeyri-xətti optik xassələrini tədqiq etmək üçün, həyəcanlanan dalğanın həyacanlandıran dalğaya əks təsirini nəzərə almağa imkan verən sabit intensivlik yaxınlaşmasından [2] istifadə etmək məqsədəuyğundur. Bu yaxınlaşma verilmiş qarışıq növ kristallarda [4] CO_2 lazerin şüalanmasının tezliyinin ikiqat artması prosesinə faza effektlərinin təsirini nəzərdən keçirməyə imkan verdi [3].

Bu işdə mövcud eksperiment şəraitində $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ kristalında x parametrinin çevrilmə effektivliyinə təsirinin tədqiqat nəticələri göstərilmişdir. İstifadə olunan analitik üsul həm çevirici kristalın, həm də şüalanma mənbəyinin optimal parametrlərini konkret təcrübədə qeyri-kritik faza sinxronizmi şərtləri üçün optimal parametrləri hesablamağa imkan verir. Belə ki, məsələn verilmiş itkilərdə kristalın uzunluğu və doldurma dalğasının invensivliyi, bu çevrilmənin gözlənilən effektivliyini qiymətləndirməyə imkan verir.

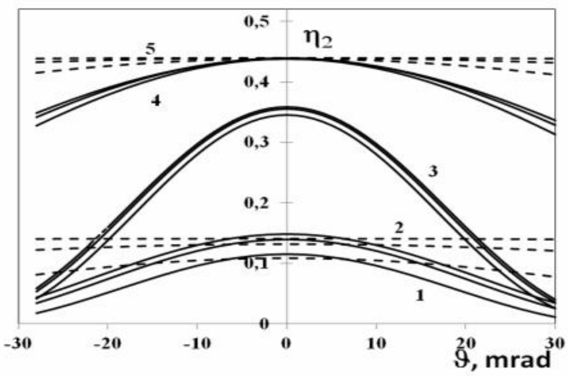
Birinci növ $oo \to e$ skalyar sinxronizm şəraitində mənfi biroxlu $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ kristalında µ tezliyində CO_2 lazer şüalanmasının tezliyinin ikiqat artması prosesini (2µ tezliyində) təhlil edək.

Doldurma dalğasının üç uzunluğunda: 9.64 mkm, 9.55 mkm və 9.31 mkm CO_2 lazer şüalanmasının ikinci harmonikasının generasiyası halında mənfi biroxlu qarışıq $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ kristalında sinxronizmin bucaq enini təyin edək. Sinxronizm istiqamətindən meyletmə bucağının Δ¯ hesablanmasını [5, 6]-a uyğun olaraq kristalda indiumun miqdarını əks etdirən üç qiymət üçün (0; 0.3; 0.4) aparaq. Bu zaman [5-6]-da verilmiş Selmeyyer əmsallarından istifadə olunur [7, 8].

İQ diapazonda $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ kristalında CO_2 lazer şüalanmasının tezlik çevrilməsinin effektivliyinin artırılması yollarını tədqiq etmək üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasında alınmış çevrilmə effektivliyi üçün analitik ifadəni ədədi hesablayaq. Bu zaman məsələnin parametrləriverilmiş kristal üçün mövcud təcrübələrin şərtinə uyğun seçilir [7-9].

Məlumdur ki, $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ qarışıq strukturlarında kristalın xassələrinə indium təsir edir [1]. Şəkildə indiumun kristalda üş müxtəlif konsentrasiyası halında tezlik çevrilməsi prosesinin sabit intensivlik yaxınlaşmasında təhlilinin nəticələri göstərilmişdir. CO_2 lazerinin doldurma dalğasının uzunluqlarının üç variantı nəzərdən keçirilmişdir: 9.31 mkm, 9.55 mkm və 9.64 mkm. Üç əyridən 1 və 4 qrupu $AgGa_{0.7}In_{0.3}Se_2$ kristalının (x=0.7) uyğun olaraq 1.05 sm və 0.65 sm-ə bərabər olan uzunluqlarında doldurma dalğasının şüalanmasının üç dalğa uzunluğu halında çevrilmə effektivliyinin $\eta_2(\vartheta)$ asılılığına uyğundur. Üç əyridən 2 və 5 qrupu isə $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ kristalının (x=0.6) uyğun olaraq 1.05 sm və 0.65 sm-ə bərabər olan uzunluqlarında doldurma dalğasının şüalanmasının üç dalğa uzunluğu halında $\eta_2(\vartheta)$ asılılıqlarına uyğundurlar. Üçüncü qrup əyriləri isə $AgGaSe_2$ kristalının (x=1) 0.8 sm bərabər uzunluqda doldurma dalğasının şüalanmasının üç dalğa uzunluğunda $\eta_2(\vartheta)$ asılılıqlarına uyğundurlar. Hər bir qrupda yuxarıdakı əyri 9.64 mkm şüalanma dalğası uzunluğuna, ortadakı 9.55 mkm, aşağıdakı isə 9.31 mkm şüalanma dalğası uzunluğuna uyğundur.

3, 4 və 5 qrupu əyrilərinin müqayisəsindən görünür ki, qarışıq kristalın tərkibində indiumun konsentrasiyası 1-dən 0.6-ya qədər artdıqda $\eta_2(\vartheta)$ asılılığı horizontal forma əyrisinə meyl edir. Bu o deməkdir ki, kristalın faza sinxronizminin ödənməsi şərtinə qarşı qeyri-kritik rejiminə keçilir. Beləki, məsələn, $AgGaSe_2$ kristalında çevrilmə effektivliyinin 0.036% dəyişməsi -0.6 mrad +0.6 mrad qiymətli bucaq intevalında baş verir. Kristalda Ga-un bir hissəsinin indiumla x=0.7-yə qədər əvəz edilməsi ($AgGa_{0.7}In_{0.3}Se_2$) efektivliyin analoji dəyişməsinə gətirib çıxarır, lakin 1.67 dəfə böyük bucaq intervalında (-1 mrad-dan +1 mrad-adək). Kristala sonradan x=0.6-ya qədər indium əlavə olunması ($AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$) $AgGaSe_2$ kristalı ilə müqayisədə bucaq intervalını 33 dəfə artırır (-20 mrad +20 mrad). Buradan $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ kristallarında faza sinxronizmi şərtinin ödənməsinin qeyri-kritikliyi, $AgGa_{0.7}In_{0.3}Se_2$ və eləcədə $AgGaSe_2$ kristallarına nəzərən daha böyük bucaq diapazonunda ödənilir. Bu məsələ [1]-də təcrübi tədqiq olunmuşdur, lakin təcrübi $AgGa_xIn_{1-x}Se_2$ kristalının 1.05 sm uzunluğunda bizim halda 1 (x=0.7) və 2 (x=0.6) əyrilər qrupuna uyğundur. 1 və 4; 2 və 5 qrup əyrilərinin müqayisəsi göstərir ki, çevirici –kristalın optimal uzunluğunun istifadəsi çevrilmə effektivliyini üç dəfə, $\eta_2(\vartheta) = 0.15$-dən 0.45-dək artırmağa imkan verə bilər.



Şək. $AgGa_xIn_{1-x}Se_2$ kristalında ikinci harmonikaya η_2 çevrilmə effektivliyinin doldurma dalğasının I_{10}= 0.6 MW/cm^2 intensivliyində x=0.7 -$AgGa_{0.7}In_{0.3}Se_2$ (1 və 4 əyriləri), x=0.6 - $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ (2 və 5 qırıq-qırıq əyrilər), x=1 - $AgGaSe_2$ (3 əyriləri) üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasında hesablanmış fazalar fərqindən asılılığı. Yuxarı əyrilər 9.64 mkm, orta - 9.55 mkm , aşağı isə - 9.31 mkm dalğa uzunluğuna uyğundur. Kristalın uzunluğu l = 1.05 sm [4], (1 və 2 əyriləri), 0.8 sm [1] (3 əyriləri) и 0.65 sm (4 və 5 əyriləri). $AgGaSe_2$ kristalı üçün itkilər δ_1=0.09 см$^{-1}$, δ_2=0.15 см$^{-1}$ [1] və $AgGa_xIn_{1-x}Se_2$ kristalında δ_1=0.06 см^1, δ_2=0.08 см$^{-1}$ [1].

Beləliklə, faza effektlərini nəzərə almaqla qarışıq kristallarda tezlik çevrilməsinin nəzəri tədqiqi çevrilmə effektivliyini artırmaq yollarını aşkar etməyə imkan verir. Yəni çevirici kristalda uzunluğun verilmiş qiymətlərində doldurma dalğasının intensivliyinin optimal qiymətini, eləcə də şüalanan lazerin seçilmiş doldurma dalğasının intensivliyində çevirici-kristalın koherent uzunluğunu hesablamaq olur. Analitik üsul həm də lazer şüalanmasının müxtəlif dalğa uzunluqlarında gözlənilən çevrilmə effektivliyini qiymətləndirməyə imkan verir. Qarışıq tip kristallar üçün indiumun müxtəlif konsentrasiyalarında sinxronizmin bucaq eni ölçülmüşdür. Faza sinxronizmi şərtinin ödənməsinə qeyri-kritik rejiminə şərait yaradan şərtlər meydana çıxarılmışdır.

Bu iş qismən Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Elmin İnkişafı Fondunun maliyyə yardımı ilə yerinə yetirilmişdir- Qrant № EİF-2013-9(15)-46/04/1

ƏDƏBİYYAT

1. Yu. M. Andreev, I. S. Baturin, P. P. Geiko, and A. I. Gusamov, Frequency doubling of CO_2 -laser radiation in new nonlinear crystal $AgGa_xIn_{1-x}Se_2$, Quantum Electronics **29** (1999) 66-70.
2. Z. H. Tagiev, and A. S. Chirkin, Fixed intensity approximation in the theory of nonlinear waves, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73** (1977) 1271-1282; Z. H. Tagiev, R. J. Kasumova, R. A. Salmanova, and N. V. Kerimova, Constant-intensity approximation in a nonlinear wave theory, J. Opt. B: Quantum Semiclas. Opt. **3** (2001) 84-87.
3 R. J. Kasumova, Conversion efficiency in $AgGa(Se_{1-x}S_x)_2$ crystals, International J. Of Science and Research, **3** (2014) 410-413.
4 R. J. Kasumova, Second harmonic of laser radiation for IR-range in mixed $AgGa_{0.6}In_{0.4}Se_2$ crystals, An Indian J: Material Science, **10** (2014) 306-311.
5. V. G. Dmitriev, and L. V. Tarasov, Prikladnaya Nelineynaya Optika [Applied Nonlinear Optics] (Radio I Svyaz, Moscow, 1982).
6. R. J. Kasumova, G.A. Safarova, N.V. Kerimova, Ternary wide-bandgap chalcogenides $LiGaS_2$ and $BaGaS_7$ for the mid-IR, International J. of Engineering and Computer Science, **3** (2014) 7823-7828.
7. Yu. M. Andreev, I. S. Baturin, P. P. Geiko, and A. I. Gusamov, Frequency doubling of CO_2 -laser radiation in new nonlinear crystal $AgGa_xIn_{1-x}Se_2$, Quantum Electronics **29** (1999) 66-70.
8. G. C. Bhar, S. Das, U. Chatterjee, and K. L. Vodopyanov, Temperature-tunable second-harmonic generation in zing germanium diphosphide, Appl. Phys. Lett. **54** (1989) 313-314.
9. P. P. Geiko, A. I. Gusamov, and Yu. M. Andreev, Optical properties and phase-matched conditions in nonlinear $AgGa_xIn1\text{-}xSe_2$ crystals, Atmospheric and Oceanic Optics **2** (1999) 606-610.

МЕЖЗОННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В МОДИФИЦИРОВАННОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ ПЕШЛЯ-ТЕЛЛЕРА

И.Р. Гадирова

Бакинский Государственный Университет

irada.gadirova@mail.ru

Вычислен коэффициент межзонного поглощения света в гетероструктурах с модифицированной потенциальной ямой Пешля-Теллера. Рассмотрена зависимость коэффициента поглощения от частоты света и параметров квантовой ямы.

Рассмотрим полупроводниковую структуру с модифицированной потенциальной ямой Пешля- Теллера, в которой зависимость потенциальной энергии частицы от координаты z имеет вид [1]:

$$V(z)=\begin{cases} V_0\, th^2(\sim z) & |z|\le \frac{a}{2} \\ V_0 & |z|\ge \frac{a}{2} \end{cases}, \qquad (1)$$

где $V_0=\frac{\hbar^2\sim^2}{2m}\text{ª}(\text{ª}+1)$, $\text{ª}>0$, a - ширина квантовой ямы

В приближении огибающей функции волновые функции электрона в квантовой яме можно написать в виде:

$$\cdot^{\,i}_{nk_\perp}(\vec r)=S^{-1/2}u_i(\vec r)\exp(i\vec k_\perp \vec r_\perp)\,\ddot{}_{n_i}(z) \qquad (2)$$

Здесь индекс i обозначает состояния, принадлежащие зоне проводимости $(i=c)$ и валентной зоне $(i=v)$, n_i – индекс подзоны, $\vec r_\perp$ -двумерный вектор в плоскости слоев, имеющих площадь S, $u_i(\vec r)$ -периодическая часть блоховской функции исходного материала, $k_\perp^2=k_x^2+k_y^2$ $\ddot{}_{n_i}(z)$- зависящая от z огибающая функция. Огибающие функции $\ddot{}_{n_i}(z)$ являются решениями уравнения Шредингера с потенциальной энергией (1) и могут быть написаны в виде:

$$\ddot{}^{\,n}_{\text{ª}}(\sim z)=\left(\frac{\sim(\text{ª}-n)\Gamma(2\text{ª}-n+1)}{\Gamma(n+1)}\right)^{\frac{1}{2}}P_{\text{ª}}^{n-\text{ª}}(th(\sim z)), \qquad (3)$$

где $P_{\text{ª}}^{n-\text{ª}}(th(\sim z))$- присоединённые полиномы Лежандра, $n=0,1,2,3,...[\text{ª}]$, $[\text{ª}]$ -целая часть от ª. Собственные значения энергии для потенциала (1) равны :

$$\text{£}_n=\frac{\hbar^2\sim^2}{2m}(\text{ª}(\text{ª}+1)-(\text{ª}-n)^2) \qquad (4)$$

Полные энергии электрона в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно равны:

$$E_n(k_\perp)=\text{£}_n+\frac{\hbar^2k_\perp^2}{2m_c}=\frac{\hbar^2\sim^2}{2m_c}(\text{ª}(\text{ª}+1)-(\text{ª}-n)^2)+\frac{\hbar^2k_\perp^2}{2m_c} \qquad (5)$$

$$E_l = -E_g - £_l - \frac{\hbar^2 k_\perp'^2}{2m_v} = -E_g - \frac{\hbar^2 \sim^2}{2m_v}[ª(ª+1)-(ª-l)^2] - \frac{\hbar^2 k_\perp'^2}{2m_v} \qquad (6)$$

где E_g - ширина запрещённой зоны объёмного полупроводника,

Рассмотрим простую двухзонную модель и предположим, что валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости полностью свободна В первом приближении теории возмущений для вероятности перехода из валентной зоны в зону проводимости имеем [2]:

$$W = \frac{2®}{\hbar}\sum_{cv}\left|H_{cv}(\vec{k})\right|^2 ¢(E_c - E_v - \hbar µ), \qquad (7)$$

где $H_{cv}(\vec{k})$ - матричный элемент энергии возмущения

$$\hat{H}' = \frac{e}{mc}\vec{A}\hat{p}$$

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

$\vec{A}$ - вектор-потенциал электромагнитной волны, $\left|A\right| = \frac{\sqrt{2®N\hbar µ}}{µ/v}$, v - фазовая скорость $v = \frac{c}{n}$, $\hat{p} = -i\hbar\nabla$, N - число фотонов в единице объема. Для $H_{cv}(\vec{k})$ имеем:

$$H_{cv}(\vec{k}) = \frac{eA_o}{mc}(\vec{¶}\overrightarrow{P_{cv}})¢_{k_\perp k_\perp^1} I_{nl}, \qquad (8)$$

Здесь $\vec{¶}$ -единичный вектор поляризации электромагнитной волны, $\vec{p}_{cv}$ -матричный элемент оператора импульса на волновых функциях Блоха в зоне проводимости и в валентной зоне, $¢_{k_\perp k_\perp^1}$ отражает закон сохранения квазиимпульса ,

$$I_{nl} = \int ¨_n^*(z)\hat{p}_z ¨_l(z)dz \qquad (9)$$

Подставив выражение (9) в (8) и учитывая, что $I_{nl} = -¢_{nl}$, после интегрирования получим:

$$W = \frac{2«e^2A_o^2}{\hbar^3(a+b)m^2c^2}(\vec{¶}\overrightarrow{P_{cv}})^2\sum_n \Theta(\hbar µ - E_g - \frac{\hbar^2\sim^2}{2«}[ª(ª+1)-(ª-n)^2]) \qquad (10)$$

где $\frac{1}{«} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v}$, b – ширина барьера, $\Theta(x)$ - ступенчатая функция Хевисайда.

Коэффициент поглощения определяется из соотношения:

$$\sim == \frac{W\sqrt{£}}{Nc}, \qquad (11)$$

где £ - диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Используя выражения (10) и (11), для коэффициента межзонного поглощения получим:

$$= \frac{4\text{®«}e^2(\vec{\text{¶}}\overrightarrow{P_{cv}})^2}{\hbar(a+b)m^2c\sqrt{\text{£}}\hbar\text{µ}}\sum_n \Theta(\hbar\text{µ} - E_g - \frac{\hbar^2\text{~}^2}{2\text{«}}[\text{ª}(\text{ª}+1)-(\text{ª}-n)^2]) \quad (12)$$

Из выражений (7), (8) и (9) видно, что разрешены оптические переходы только между подзонами валентной зоны и зоны проводимости с одинаковыми номерами $n = l$.
На рис.1 и 2 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения для $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ при различных значениях параметра ª и параметра ~. При этом использованы следующие значения параметров: $E_g = 1.43ev$, $a = 500\,\mathring{A}$, $m_c = 0.06m_o$, $m_v = 0.4m_o$, $\text{£} = 8.2$, $\overrightarrow{P_{cv}} = 1.2\cdot 10^{-38}$ *эрг·г*, $b = 5a$. Из графиков (µ) видно, что с увеличением параметра ª максимумы поглощения смещаются в высокочастотную область, расстояние между ними увеличивается, высота соответствующих максимумов и высота ступенек уменьшается. С уменьшением параметра ~ максимумы поглощения смещаются в низкочастотную область, расстояние между ними уменьшается, высота соответствующих максимумов и высота ступенек уменьшается Это объяснякtся тем, что с ростом ª ширина соответствующих подзон увеличивается, а с увеличением номера подзоны при данном ª, а также с уменьшением параметра ~ ширина подзон уменьшается.

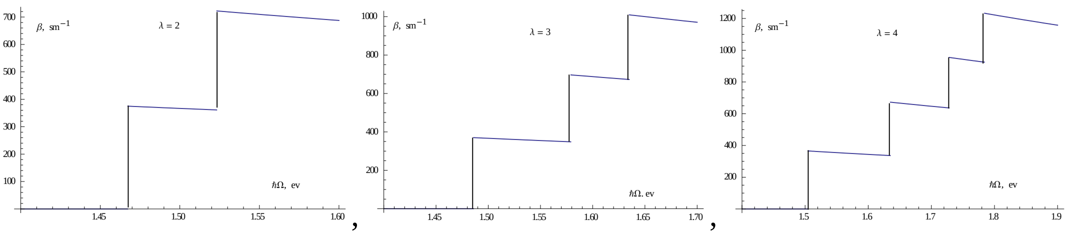


Рис.1

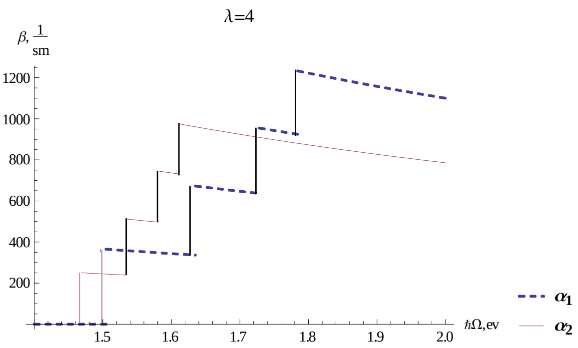


Рис.2

ЛИТЕРАТУРА

1. З. Флюгге. Задачи по квантовой механике. Т1 Москва. Мир. 1974 343с.
2. Ф. Бассани, Дж. Пастори Парравичини. Электронные состояния и оптические переходы в твёрдых телах. Москва: «Наука», 1982, 392 с.

АНАЛИЗ РАЗРАБОТОК СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ МАЛОГО ЧИСЛА ФОТОНОВ

М.Ш. Гасанова, З.А. Искендерзаде, Э.А Джафарова*, Н.Т. Гусейнова

*Азербайджанский технический университет, *Институт физики НАНА,*

mhsh28@mail.ru

Приведены основные виды современных СП детекторов малого числа фотонов, принцип действия болометра на основе горячих электронов, анализ динамики развития горячего пятна во время процесса детектирования фотонов, детекторы и смесители на джозефсоновских переходов. Рассмотрены основные параметры СП однофотонных детекторов и области их практического применения.

Качественный скачок в достижении одновременно высокой чувствительности и быстродействия прибора для регистрации излучения в широкой области спектра от радиоволн до оптики (болометра) возникает при нагреве лишь электронного газа в СП пленке для его перехода в нормальное состояние -концепция горячего пятна, эффект электронного разогрева в СП пленках. К ним относятся болометры на основе горячих электронов (Hot Electron Bolometer HEB –mixers), сенсоры края перехода *(transition edge sensors,* TES –болометры), детекторы и смесители на основе структур сверхпроводник — диэлектрик-сверхпроводник SIS (джозефсоновский переход), и, наконец, СП нанополосковый/проволочный однофотонный детектор (Superconducting Nanowire Single-Photon Detector SNSPD) на кинетической индуктивности.

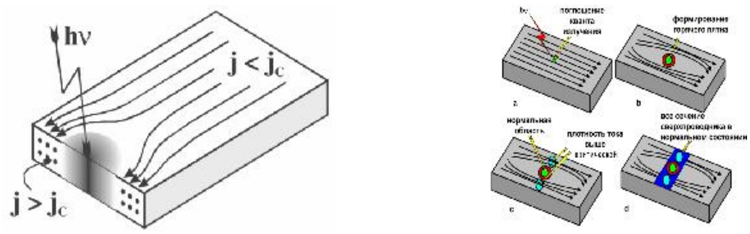
Принцип действия болометра на основе горячих электронов (HEB – болометр) основан на эффекте электронного разогрева в тонкой пленке сверхпроводника. При поглощении излучения сверхпроводником, находящимся в сверхпроводящем состоянии вблизи T_c (в точке с максимальным значением dR/dT), сопротивление структуры изменяется вследствие установления электронной температуры выше температуры решетки. В случае, если частота модуляция падающего излучения меньше обратного времени остывания электронной подсистемы СП (определяется в основном временем $\tau_{e\text{-}ph}$ и выхода неравновесных фононов из пленки в подложку $\tau_{ph\text{-}sub}$), на концах структуры, смещенной постоянным током, возникает электрический сигнал, модулированный с частотой модуляции излучения. Для создания быстрых болометрических приемников необходим подбор СП материалов с малым временем $\tau_{e\text{-}ph}$, а также создание условий для уменьшения времени выхода неравновесных фононов в подложку. Последнее снижается с уменьшением толщины пленки. Для типичных тонких пленок СП при Т, близкой критической Тс, $\tau_{e\text{-}ph}$ составляет: для Nb ~ 10^{-9}с, для NbN ~10^{-11}с, а для ВТСП YBaCuO ~ 10^{-12}с. Время межэлектронного взаимодействия $\tau_{e\text{-}e}$ еще меньше или того же порядка величины. Существенным следствием последнего является то, что энергия даже большого по величине кванта не теряется даже частично, успевая перераспределиться среди электронов при их столкновении друг с другом. В этом случае величина температуры электронов зависит лишь от мощности излучения и не зависит от частоты модуляции. Сопротивление тонкой СП пленки в резистивном состоянии быстро и с высокой чувствительностью растет пропорционально мощности излучение независимо от его частоты в очень широких пределах.

Приемный элемент HEB –болометров (рис.1) на основе пленок (NbN, N или ВТСП $Bi_2Sr_2CaCu_2Ox$ с T_c ~90K) на подложке MgO распологают на хладопроводе оптического криостата, охлаждаемого жидким азотом. Геометрические размеры подложки $-8\cdot 8$ мм^2. Для повышения чувствительности болометра в центре образца с помощью лазерной резки формируется меандровая структура (рис.1б). Сопротивление болометра составляло около 1 кОм в нормальном состоянии.

а) б)

Рис. 1. Внешний вид чувствительного элемента SNSPD детектора (а) и чувствительная часть детектора – меандр. Изображения получены на сканирующем электронном микроскопе. Светлые участки — полоски сверхпроводника, темные — участки, где сверхпроводник удален (б).

В настоящее время для описания динамики тепла после поглощения фотона в SNSPD широко используется концепция горячего пятна [1]. Анализ показывает, что созданное фотоном горячее пятно имеет размеры от нескольких до десятков нанометров. Горячее пятно охлаждается, отдавая энергию возбужденных электронов фононам посредством электрон-фононного рассеяния, с постоянной времени $\tau_{e\text{-}ph}$ (~ 10 пс – для NbN). Фонон-фононное рассеяние, затем, переносит энергию в подложку с постоянной времени $\tau_{ph\text{-}sub}$.



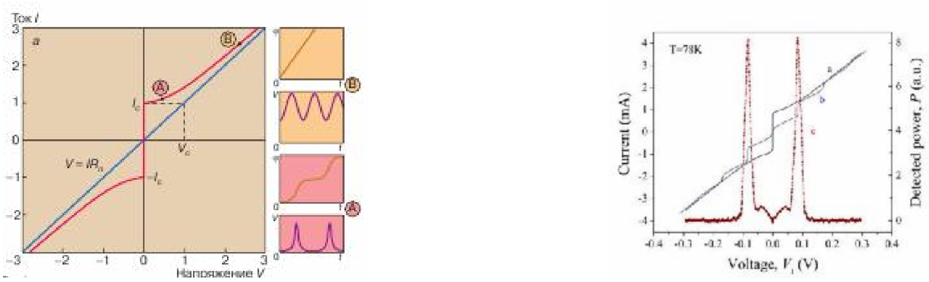
1) 2)

Рис.2. Поперечное сечение области перераспределения плотности тока в СП пленке с горячим пятном, где был поглощен фотон (1) и динамика развития горячего пятна во время процесса детектирования (2а-д).

На сегодня механизм детектирования фотонов полностью не выяснен [2]. По одной модели горячее пятно само по себе не достаточно большое, чтобы перекрыть ширину нанопроволоки ~100 нм. Поэтому сверхток вынужден течь вокруг резистивный области (рис. 2а, рис.2 (2а, б)). Локальная плотность тока в областях между горячим пятном и границами пленки увеличивается и превышает критическую плотность тока, образуется резистивная область по всей ширине нанопроволоки (рис.2д). Резкое увеличение сопротивления от нуля до конечного значения порождает измеряемый импульс выходного напряжения.

SNSPD детектор способен регистрировать световые потоки от ~одного фотона в минуту до $10^9 \div 10^{10}$ фотонов в секунду. Квантовая эффективность (QE) детектора составляет, в важном диапазоне 0,85÷1,5 мкм QE = 30 %(сравнение, на λ = 1,3 мкм лучшие ФЭУ (напр. фирмы Hamamatsu, при максимальной скорости счета $9\cdot 10^6$ (джиттер ~150пс) имеет QE не более 0,1% и темновой счет порядка 200Гц. Важной характеристикой SPD является джиттер (Δt), устанавливающее его временное разрешение – неопределенность временной задержки между приходом фотона в детектор и генерацией выходного импульса от него. Джиттер устройства определяют по полуширине инструментальной функции отклика (счета), для NbTiN СП однофотонного детектора при λ=1550 нм джиттер $\Delta t \approx 60$ пс .

Были разработаны также детекторы и смесители на основе джозефсоновских переходов SIS. Куперовские пары могут туннелировать через диэлектрик при разности фаз φ волновых функций пар в двух СП и через переход Джозефсона будет протекать ток в отсутствие разности потенциалов $j=j_{co}\sin\varphi$ (стационарный эффект Джозефсона) (рис.1а). Если приложить к переходу напряжение *U*, то при туннелировании куперовской пары из одного СП в другой избыток ее энергии *2eU* излучится в виде фотона (нестационарный эффект Джозефсона). Частота¬*0* этого кванта определяется законом сохранения энергии: h¬*0*= 2eU (круговая частота ωc =4πe/h)·V_c =V_c /Φ_0 =2Δ(0)/e Φ_0, где Φ_0 – квант магнитного потока, $1/\Phi_0=4{,}836\times10^{14}$Гц/В



а) б)

Рис.3. ВАХ джозефсоновского перехода (протекание тока в отсутствие разности потенциалов и при напряжении U>V_c, (а) и при облучении квантами света h¬ = 77,08 ГГц (кривая b); кривая с показывает детектированную мощность излучения на частоте 78,28 ГГц (б).

Если, наоборот, облучать джозефсоновский переход излучением с частотой ¬ , то при совпадении этой частоты с характерной для данного напряжения *U* частотой ¬*0* возникает резонансное взаимодействие. Такой же резонанс наступает при ¬ =¬*0*/*n*, где *n*–любое целое число, в результате чего на ВАХ появляются особенности в виде ступенек (рис. 3б) при напряжениях U = n·(h/2e)·¬ . Это делает возможным создавать не только СВЧ генераторы электромагнитного поля на базе нестационарного эффекта Джозефсона, но и приёмники СВЧ — на базе «джозефсоновского поглощения».

Болометрические СП детекторы имеют высокие радиационную устойчивость и находят практическое применение в различных областях человеческой деятельности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зотова А.Н., Водолазов Д.Ю. Однофотонные детекторы электромагнитного излучения: механизмы работы и возможные приложения, Phys. Rev. B, 85, 024509 (2012).
2. Семенов А.В. и др. Сверхпроводниковый детектор с разрешением числа фотонов для телекоммуникаций и квантовой криптографии , Соврем. Пробл. Науки и техники №2 2012.

САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ В СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛАХ ТИПА *GeSe* МЕТОДОМ ФУНКЦИЙ ГРИНА

З.А. Джахангирли[1,2], Г.С. Оруджев[1,2], Т.О. Байрамова[3].

[1]*Институт Физики АНАН*

[2]*Азербайджанский Технический Университет*

[3]*Бакинский Государственный Университет*

zakircahangirli@yahoo.com

На основе теории функции Грина в базисе Линейной Комбинации Атомных Орбиталей рассмотрена электронная структура поверхности (010), оканчивающиеся атомами *Ge* и *Se* в слоистом полупроводнике *GeSe*. Обсуждены электронные состояния в запрещенной зоне, резонансы и изменение плотности энергетических состояний в кристалле, связанные с дефектом. Зонная структура идеального кристалла была вычислена с помощью ЛКАО, построенного из *s*-, *p*- и *d*- тип орбиталей. Тот же самый набор локализованных орбиталей применялся для выражения гамильтониана и потенциала возмущения в матричной форме. В наших расчетах учтено взаимодействие между атомами до четвертых ближайших соседей.

Результаты расчета проектированной на (010) поверхности зонной структуры (проекция энергетических зон объемного кристалла E_{nk} с k=(q, $k_{\perp}$) для каждого q на поверхностную зону Бриллюэна) для *GeSe* приведены на рис. 1. В соответствии с фотоэмиссионным спектрам [1,2], проектированная зонная структура валентной зоны *GeSe* состоит из трех групп разделенных энергетическим зазором.

В наших расчетах для создания поверхности использовано “метод обрыва связей”, описанный в [3]. Как известно, в *GeSe* два самых ближайших соседа катиона (аниона) расположены на том же гофрированном слое, что сам катион (анион). Третий самый ближайший сосед расположен на следующем слое (010), поэтому удаление катиона или аниона приводит к обрыву связей четвертых ближайших соседей. Создание поверхности, оканчивающие атомом *Ge* (*Se*), достигается удалением одного слоя атомов *Se* (*Ge*), приводящей к 64x64 матрице функции Грина. На проектированной зонной структуре видны энергетические “щели” и “карманы”, где следует производить расчеты локализованных уровней.

На рис. 1 твердыми линиями показаны поверхностные зонные структуры и рассчитанные связанные состояния. Детали вычисления волновой функции, изменения плотности состояний, вызванные внесением поверхности, локальной плотности состояний на каждом слое описаны в [4-6].

Внесение поверхности приводит к появлению локальных уровней в запрещенных зонах и к изменению плотности состояний в разрешенных зонах. На рис. 2 и 3 показаны локальная плотность состояний, изменение в локальной плотности состояний и полное изменение плотности состояний в первых шести слоях для поверхности, оканчивающейся атомами *Ge* и *Se*, соответственно. Из рисунка видно, что почти все связанные состояния сильно локализованы и практически после третьего слоя локальная плотность состояний становится почти идентичным с плотностью состояний бесконечного идеального кристалла. Это является следствием того факта, что отдельные слои в *GeSe* расположены далеко друг от друга и, поэтому, взаимодействие между ними слабое. На рис. 2 и 3 вместе с полным изменением локальной плотности состояний для каждого слоя, отражены так же резонансы, антирезонансы и локализация волновых функций. Обе поверхности, оканчивающиеся атомами *Ge* и *Se*, имеют локализованные поверхностные состояния около -14.5 eV и -7.5 eV. Эти состояния локализованы в пределах двух слоев и происходят полностью из валентных состояний. Кроме того, для поверхности, оканчивающейся атомами *Ge*, имеются два состояния, локализованные около E_V - 13 eV, где расположены *s*- состояния *Se* и два состояния, для поверхности, оканчивающейся атомами *Se*, локализованные около E_V - 7 eV, где расположены *s*- состояния атома *Ge*.

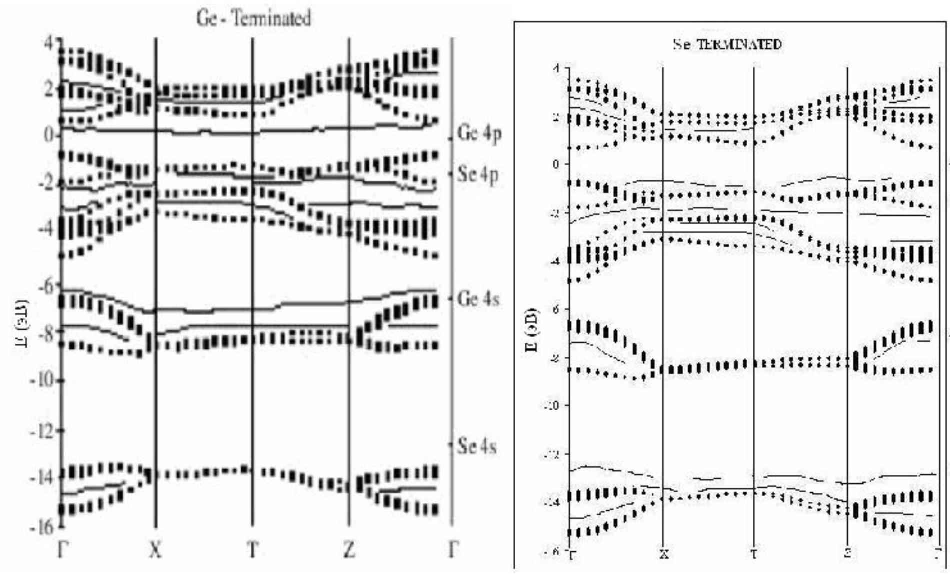


Рис. 1. Проектированная зонная структура и поверхностная зонная структура поверхности (010) оканчивающиеся атомом *Ge* и *Se*.

Это показывает, что характер и энергетическое положение большинства поверхностных состояний зависит от природы атомов в первом слое**.** Разложение амплитуд волновых функций по орбиталям, зависимость локальной плотности состояний и изменения локальной плотности состояний (рис. 2, 3) от номера слоя показывают, что поверхностные состояния около E_V -13 eV для поверхности, оканчивающейся атомом *Se*, сильно локализованы в пределах трех слоев и происходят из *s*- состояний аниона. Поверхностные состояния около E_V -7 eV для поверхности, оканчивающейся атомом *Ge*, тоже сильно локализованы в пределах трех слоев и происходят из *s*- и p_x- состояний катиона. Это согласуется с фактом, что валентные состояния объемного кристалла около E_V - 14 eV обязаны своим происхождением анионным состояниям, а зоны около E_V - 7 eV катионным состояниям.

Как видно из рис. 1, существует одно связанное поверхностное состояние в запрещенной зоне для обеих поверхностей. Поверхностное состояние в фундаментальной запрещенной зоне для поверхности, оканчивающейся атомом *Ge*, является почти бездисперсионным, тогда как поверхностное состояние для поверхности, оканчивающейся атомом *Se*, расположено ближе к валентным состояниям и показывает подобную дисперсию.

Интегрированием ΔN(E) в q(0.5,0,0) по проектированной валентной зоне [3,4], нами исследовано происхождение поверхностного состояния для поверхности, оканчивающейся атомом *Se* в фундаментальной запрещенной зоне. Результат интегрирования показывает, что в общем одно состояние вынесено из валентной зоны, и поэтому можно сделать вывод, что поверхностное состояние отщепляется от валентной зоны. Аналогично, интегрируя $\Delta N(E)$ по проектированной зоне проводимости, для поверхности, оканчивающейся атомом *Ge*, находим, что одно состояние выведено из зоны проводимости. Следовательно, поверхностное состояние в фундаментальной запрещенной зоне происходит из зоны проводимости и не занято электроном

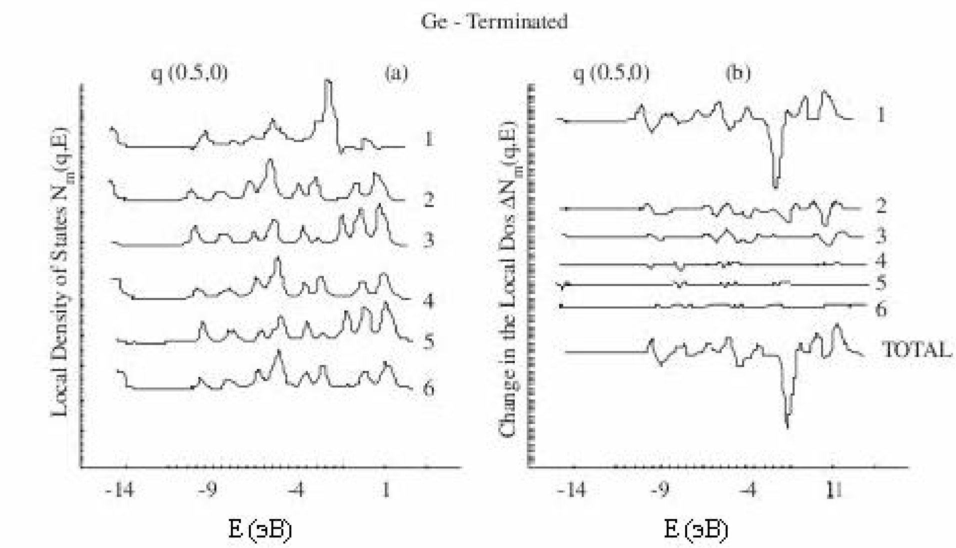


Рис. 2. а- Локальная плотность состояний на первых шести слоях для поверхности (010), оканчивающейся атомами *Ge*. b- изменение локальной плотности состояний на первых шести слоях.

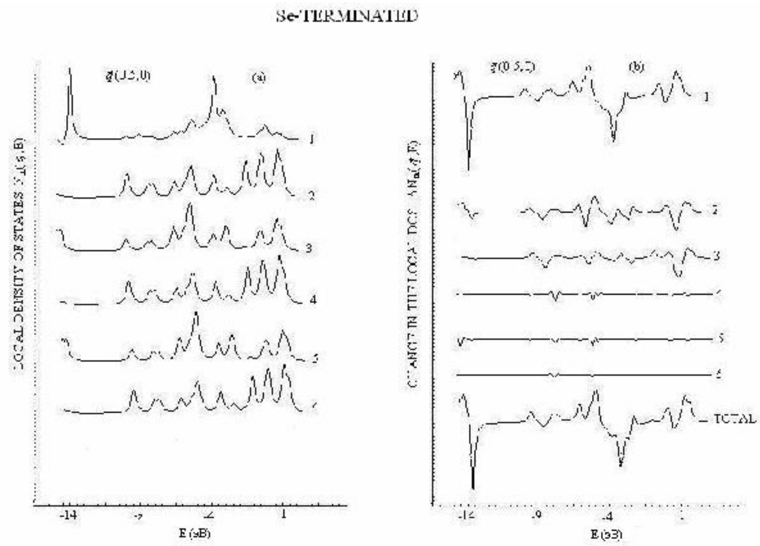


Рис. 3. а- Локальная плотность состояний на первых шести слоях для поверхности (010), оканчивающейся атомами *Se*. b- изменение локальной плотности состояний на первых шести слоях.

Чтобы определить заселенность поверхностных состояний в запрещенной зоне, достаточно знать $\Delta N(E)$ и число электронов, внесенное дефектом. При удалении атома *Se* шесть электронов покидает валентную зону и одно состояние переводится в запрещенную зону. Поэтому, поверхностное состояние оказывается пустым и поверхность носит полупроводниковый характер. Оказание пустого состояния в запрещенной зоне, действуя как донор или акцептор, существенно влияет на оптические и электрические свойства полупроводников.

Амплитуду волновой функции поверхностных состояний, суммированные по *s*- , *p*- и *d*- орбиталям для десяти слоев, оканчивающиеся атомами *Ge* и *Se* можно определить по формуле:

$$f_{sq}^{m}(\mathrm{E_s}) = \sum_{\sim} \| A_{s,q}^{m,\sim}(\mathrm{E_s}) \|.$$

Анализ амплитуд волновых функций поверхностных состояний в фундаментальной запрещенной зоне (рис. 2 и 3) приводит к выводу, что эти состояния полностью локализованы на поверхностной плоскости. Орбитальное разложение амплитуды волновых функций для этих состояний показывает, что оба эти состояния происходят из p_z – состояний с некоторой примесью *s*- состояний и действуют как “мостиковая” связь между поверхностными атомами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jahangirli Z.A., Zarbaliyev M.Z., Electronic Structure of surfaces in GeSe layered semiconductor// Turk. J. Phys., 2007, 31, p.77-84
2. Kemeny P., Azoulay J., Cardona M. et al. Photoelectron spectra of GeS, GeSe, SnS, and SnSe and their relation to structural trends and phase transitions within the average-valence-<5> compounds // IL Nuovo Cimento, 1977, v.39B, N2, p.709-714
3. Bernholc J., Nunzio O. Lipari, Pantelides S.T. Phys. Rev. B, 1980, v.**8**, p.3545.
4. Kruger P., Pollmann J. Phys. Rev. B, 1988, v.**15,** p.10578.
5. Левин А.А. Журн. физ. химии, 1985, т.**59**, №5, с.1167
6. Ланно М., Бургуэн Ж. Точечные дефекты в полупрводниках. Теория., М.:, Мир, 1984.

Qrin funksiyası metodu ilə laylı GeSe kristalında səth elektron strukturunun özözünü tənzimləməklə hesablanması.

Z.A. Cahangirli, H.S. Orucov, T.O. Bayramova

Lokallaşmış orbitallar vasitəsilə Qrin funksiyası metodu ilə özözünü tənzimləməklə GeSe kristalında lokal defektlərin-vakansiyaların elektron strukturları hesablanmışdır. Qadağan zolağında elektron səviyyələrinin genezisi, orbital tərkibi, valent zonasında rezonans və antirezonanslar, həmçinin defektin yaranması ilə elektron sıxlığının dəyişməsi analiz olunmuşdur.

Self-consistent calculation of the electronic structure of the surface of the layered crystals of GeSe by Green function method.

Z.A. Jahangirli, G.S. Orudjev, T. Bayramova

ABSTRACT

Electronic structure of the local defects-vacancies in GeSe has been calculated by the self-consistent Green’s-function method on the bases of localized orbitals. The origin, orbital content of the electronic states in the band gap, resonances and antiresonances in the valence band, and change in the charge density made by defect are discussed.

KRİSTALLARDA ELEKTRONLARIN KANALLAŞMA ŞÜALANMASI

M.R. Rəcəbov, Ş.İ. Tağıyeva

Bakı Dövlət Universiteti

shahnaz.ilqarzadeh.92@mail.ru

Nəzəri olaraq yeni fiziki effektə-relyativistik kanallaşmış zərrəciklər tərəfindən γ- kvantların şüalanmasına baxılır. Bu şüalanma hadisəsi kvant elektrodinamikası və klassik mexanika metodları ilə tədqiq edilmişdir. Hər iki yanaşma demək olar ki, eyni nəticələr verir. Kvant baximindan şüalanma atom müstəviləri və zəncirləri potensialında formalaşan müxtəlif səviyyələr arasında keçidlərə əsaslanır. Zərrəciklərin enerjisi $\sim$ 0 1÷10GeV olduqda, şüalanma daha intensiv şəkildə 0 1-bir neçə on MeV diapazonda baş verir.

Yüksək sürətli elektronların kanallaşması zamanı klassik mexanikanın qanunları tətbiq oluna bilər. Çünki bu zaman yaranan səviyyələrin sayı kifayət qədər böyük olur. İşdə Lindxardın verdiyi atom müstəvi potensialından istifadə olunur:

$$U(y)= 2\pi Z_1 Z_2 e^2 N d_p \left[(y^2+c^2a^2)^{1/2}-y\right] \qquad (1)$$

Burada, y sərhəddən olan məsafə, d_p-kanalın enidir, N-atomların sıxlığı, Z_1e, Z_2e-müvafiq olaraq zərrəciyin və hədəf atomunun yüküdür. C=3, a- Tomas-Fermi atom modelində ekranlaşma sabitidir. Elektronlar üçün (1) potensialı cəzbetmə xarakterlidir. Elektronlar potensial çuxura düşür və atom müstəvisinə doğru hərəkət edir onunla kəsişir sonra cazibə nəticəsində yenidən geri qayıdırlar və beləliklə hərəkət dekanallaşma baş verməyincə davam edir. Elektron səthin yaxınlığında ossilyasiya edir və onun trayektoriyası ilk yanaşmada sinusoidi xatırladır.

Sadə qiymətləndirmələr üçün (1) potensialını y=0 nöqtəsinin yaxınlığında sıraya ayıraq və ayrılışın ikinci həddi ilə kifayətlənək, yəni, hesab edek ki, elektron parabola şəkilli çuxurda hərəkət edir. Bu cür yaxınlaşma əlbəttə ki, tam dəqiq deyil və burada yalnız hesablamaların sadələşməsi üçün istifadə olunur.

Z oxunu elektronun uzununa sürəti boyunca yəni atom səthi boyunca yönəldək. Parabola şəklində potensiallı sahədə hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkildə olacaq

$$\frac{d}{dt}\frac{mv_y}{\left(1-\frac{v_y^2+v_z^2}{c^2}\right)^{1/2}}=-2V_0 y \qquad (2)$$

Burada, $V_0=\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2 N d_p}{Ca}$; $v_y=\frac{dy}{dt}$, $v_z=\frac{dz}{dt}$ sürətin y və z istiqamətlərində proyeksiyalarıdır Kanallaşma zamanı $v_y \ll v_z$

(2) tənliyinin həlli bu cür olacaq:

$$y(t)=y_m \sin\bar{\omega}t \qquad (3)$$

$$\bar{\omega}^2=\frac{2V_0}{m}\left[1-\frac{v_z^2}{c^2}\right]^{1/2} \qquad (4)$$

y_m-başlanğıc amplituddur.

Zərrəciyin müstəvi potensialının təsiri altında trayektoriyasının əyilməsi nəticəsində şüalanma yaranmalıdır. R - radiuslu çevrə boyunca hərəkət edən relyativistik zərrəciyin($v_z \approx c$) şüalanma gücü:

$$I=\frac{2}{3}\frac{e^2 c}{R^2}\left(\frac{E}{mc^2}\right) \tag{5}$$

şəklində olur. Burada R^2 –əyrilik radiusunun kvadaratı, E-zərrəciyin enerjisidir. Zərrəcik təcillə hərəkət edən zaman əyrilik radiusu

$$R=\frac{V^2}{v_\perp} \approx \frac{c^2}{V_\perp} \tag{6}$$

bərabərdir. $v'_\perp$ -eninə sürətin dəyişməsidir. Bizim halda $v'_\perp = -\overline{\omega}^2 y_m^2 \sin\overline{\omega}t$,yəni, $R^2=2\,c^4/\overline{\omega}^4 y_m^2$

Bu səbəbdən orta güc aşağıdakı kimi olacaq:

$$I=\frac{y_m^2 e^2 \overline{\omega}^4 \gamma^4}{3c^3} \tag{7}$$

Bu məsələni kvant mexanikası qanunları ilə də həll etmək olar Bizim halda elektron uzununa relyativist, eninə isə qeyri-relyativist hərəkət edir. Bu zaman uzununa hərəkəti Dirak tənliyi ilə, eninə hərəkəti Sredinger tənliyi ilə təsvir etmək olar.

$$-\frac{h^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dy^2}+U(y)\psi=E\psi \tag{8}$$

$$E\psi=(c\vec{\alpha}\vec{p}+\rho_3 mc^2)\psi \tag{9}$$

Burada, $\alpha=(\alpha_1\alpha_2\alpha_3)$ və ρ_3 Dirak matrisləridir.

$$\alpha_i=\begin{pmatrix}0 & \sigma_i\\ \sigma_i & 0\end{pmatrix} \qquad \rho_3=\begin{pmatrix}I & 0\\ 0 & -I\end{pmatrix} \tag{10}$$

$$\big(E-U(y)\big)\psi=(c\alpha p+\rho_3 mc^2)\psi \tag{11}$$

(11)tənliyində $\psi=\begin{pmatrix}\psi_a\\ \psi_b\end{pmatrix}$ və Dirak matrislərini yerinə qoyaraq alarıq:

$$(E-U(y))\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi_a\\ \psi_b\end{pmatrix}=\left\{c\begin{pmatrix}0 & \vec{\sigma}\\ \vec{\sigma} & 0\end{pmatrix}\vec{p}+\begin{pmatrix}I & 0\\ 0 & -I\end{pmatrix}mc^2\right\}\begin{pmatrix}\psi_a\\ \psi_b\end{pmatrix} \tag{12}$$

$$\begin{pmatrix}E-U(y) & 0\\ 0 & E-U(y)\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi_a\\ \psi_b\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0 & c(\vec{\sigma}\vec{p})\\ c(\vec{\sigma}\vec{p}) & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi_a\\ \psi_b\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}mc^2 & 0\\ 0 & -mc^2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi_a\\ \psi_b\end{pmatrix} \tag{13}$$

Matrislərin vurulması qaydasına əsasən yaza bilərik:

$$\begin{pmatrix}E-U(y) & \psi_a\\ E-U(y) & \psi_b\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}mc^2\psi_a+c(\vec{\sigma}\vec{p})\psi_b\\ c(\vec{\sigma}\vec{p})\psi_a-mc^2\psi_b\end{pmatrix}$$

$$\begin{Bmatrix}(E-U(y))\psi_a=mc^2\psi_a+c(\vec{\sigma}\vec{p})\psi_b\\ (E-U(y)\psi_b)=c(\vec{\sigma}\vec{p})\psi_a-mc^2\psi_b\end{Bmatrix} \tag{14}$$

$$c(\vec{\sigma}\vec{p})\psi_b=(E-U(y)-mc^2)\psi_a$$

p= $-ih\vec{\nabla}$ olduğunu nəzərə alaq:

$$-ihc(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_b = \left((E - U(y)) - mc^2\right)\psi_a$$

$$(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_b = \frac{(E-U(y)-mc^2)}{-ihc}\psi_a$$

$$(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_b - i\frac{E-U(y)-mc^2}{hc}\psi_a = 0 \qquad (15)$$

Analoji qaydada (12) tənliklər sisteminin ikinci tənliyindən $(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_a$ nı tapa bilərik:

$$(E - U(y))\psi_b = c(\vec{\sigma}\vec{p})\psi_a - mc^2\psi_b$$

$$c(\vec{\sigma}\vec{p})\psi_a = (E - U(y) + mc^2)\psi_b$$

$$-ihc(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_a = (E - U(y) + mc^2)\psi_b$$

$$(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_a = \frac{E - U(y) + mc^2}{-ihc}\psi_b$$

$$(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_a = i\frac{E - U(y) + mc^2}{hc}\psi_b$$

$$(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_a - i\frac{E-U(y)+mc^2}{hc}\psi_b = 0 \qquad (16)$$

Sonda aşağıdakı tənlikləri alırıq:

$$(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_b - i\frac{E-U(y)-mc^2}{hc}\psi_a = 0 \qquad (17)$$

$$(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_a - i\frac{E-U(y)-mc^2}{hc}\psi_b = 0 \qquad (18)$$

$\sigma = (\sigma_x\sigma_y\sigma_z)$ Pauli matrisləridir.
(17) və (18) hərəkət tənliklərindən istifadə edərək yaza bilərik:

$$(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\frac{hc}{i(E-U(y)+mc^2)}(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\psi_a - i\frac{E-U(y)-mc^2}{hc}\psi_a = 0 \qquad (19)$$

Əgər nəzərə alsaq ki, E$\gg U(y)$

$$\psi = \begin{pmatrix}\psi_a \\ \psi_b\end{pmatrix}$$

$$\psi = e^{i(k_x x + k_z z)}\psi(y)$$

Onda (20) hərəkət tənliyi eninə hərəkət üçün Şredinger tənliyini özündə əks etdirmiş olur

$$\frac{d^2\psi_a}{dy^2} + \frac{E^2 - m^2c^4 - h^2c^2(k_x^2 + k_z^2) - 2EU(y)}{h^2c^2}\psi_a = 0 \qquad (20)$$

Eninə hərəkət üçün U(y) potensialı dövri d_p olan dövri funksiyadır. $Y=V_0y^2$ potensiallı sahədə dipol yaxınlaşmasında şüalanma intensivliyi üçün alarıq:

$$I=\frac{e^{2\prime}\,{}^{2}\hbar\prime\, n}{m¥c^{2}}\frac{1}{3(1-{}_{z}^{2})^{2}}\left[1+\frac{1}{{}_{z}^{2}}-\frac{2}{{}_{z}^{2}}(1-{}_{z}^{2})+\frac{1-{}_{z}^{2}}{2\,{}_{z}^{3}}\ln\frac{1+{}_{z}}{1-{}_{z}}\right],\quad {}_{z}=\frac{v_{z}}{c}$$

ƏDƏBİYYAT

1. İ.M. Nəcəfov Müasir klassik elektrodinamika Bakı, 2012
2. S.Q. Abdullayev Kvant elektrodinamikası Bakı, 2014
3. M. Томпсон Каналирование частиц в кристалле. УФН, т.99, вып.2, стр.297-316
4. M.A. Кумахов Теория излучения заряженных частиц в кристалле при каналировании. ЖЭТФ, т.72, 1977, стр.1489-1502

OQTOEDRİK SİMMMETRİYALI LİQANT SAHƏSİNDƏ Fe^{++} İONUNUN ENERJİ SƏVİYYƏLƏRİNİN HESABLANMASI

D.B. Bayramova

BDU, Fizika Problemləri ETİ

dilbər.bayramova@mail.ru

Dəmir ionlarının iştirakı ilə meydana çıxan kompleks birləşmələr canlı orqanizmlərin həyat fəaliyyətini təmin edən bir çox proseslərdə əsas rol oynadığından uzun illərdir təbiətşünasların diqqət mərkəzindədirlər. Fe^{++} ionunun xarici elektron təbəqəsində yerləşən elektronların [Ar] $3d^5$ $4s^1$ konfiqurasiyasına uyğun maksimal spin momentinə malik olma imkanı meydana çıxdığından $[Fe^{++}\ X]_n$ quruluşlu komplekslər yüksək spinli olmaları nöqteyi-nəzərindən xüsusi maraq kəsb edirlər. Maqnit nanozərrəciklərin, nanokompozitlərin əldə edilməsi üçün əlverişli olan bu tip birləşmələrin nəzəri modəllərinin qurularaq, elektron fəza quruluşunun tədqiqi, quruluş-xassə əlaqəsinin müəyyənləşdirilməsi məqsədinə xidmət edir.

Təqdim edilən məruzədə Fe^{++} ionunun müxtəlif model liqantlarla kompleks birləşmələrinin fəza modellərinin qurularaq stabilləşmə xüsusiyyətlərinin analizi, oktoedrik simmetriyaya malik liqand sahəsində [Ar] $3d^5$ $4s^1$ elektron konfiqurasiyasında S=3 yüksək spinli hala uyğun mərkəzi ionun enerji səviyyələrinin hesablanması nəticələri şərh olunur. Hesablamalar zamanı 3d və 4s orbitalların ekranlaşma sabitləri Sleyter-Qener qaydalarına əsasən müəyyən edilmişdir. Kompleksin həndəsi quruluşunu modelləşdirərkən 6 H_2O moleku-lundan ibarət oktoedrik liqant sahəsi qurulmuşdur.

Cədvəl 1.

Fe^{++} $(H_2O)_6$ kompleksinin fəza quruluşu

A	X	Y	Z
Fe	-0.802762	-0.37097	-0.26191
0	-0.299246	-0.18910	1.95453
0	-0.312379	1.86209	0.01125

0	-0.354051	-0.04362	0.40260
0	-0.361410	0.02794	-2.58802
0	-0.347994	-2.60082	0.34578
H	-0.311419	-0.10253	-0.03075
H	0.228094	-0.12291	-0.58022
H	0.227505	0.94894	0.56969
H	0.233739	-2.86481	-0.643439
H	0.232837	-2.79762	0.59155
H	0.236952	-1.15414	2.26996
H	0.233366	0.20914	2.37237
H	0.238661	-0.30805	-0.96612
H	0.237599	-0.87313	0.56601

Cədvəl 2.

Fe^{++} $(H_2O)_6$ kompleksində Fe^{++} ionunun enerji səviyyələri (eV)

Səviyyələr	Enerji
4S	-35.96
$3P_x$	-18.20
$3P_y$	-18.11
$3P_z$	-15.43
$3d_zz$	-12.67
$3d_xz$	-7.61
$3d_yz$	8.59
$3d_xz$	12.76
$3d_xy$	12.77

Cədvəl 3.

Fe^{++} $(H_2O)_6$ kompleksinin Fe^{++} kompleksinin energetik parametrləri (KKal/mol)

E_{tot}	-82755.10
E_{bin}	-2493.30
E_{izo}	-80261.81
E_{ll}	-252349.65
E_{CC}	169594.54
H	-1411.420

ƏDƏBİYYAT

1. Коттон Ф. Уилкинсон Дж. Современная неорганическая химия, т.3. М. , Мир. 1969
2. Cotton F. Watton R.A. Multiple Bonds Between Metal Atoms. New York: Wiley Intersci, 1982
3. Nəbiyev N.S. Kvant kimyəvi yarıempirik metodlar. Bakı 2002. 68 s.

SOME PROPERTIES OF "HYDRINO" STATES

T.A. Abdulrahimbayli[1,a] and M.Kh. Eyyubzade[2,b]

[1)] *Uncnown;* [2)] *Theoretical Physics Department, Faculty of Physics, BSU*

[a)] turkan5@live.com ; [b)] meyyubzade17@gmail.com

1. So called "Hydrino" state. In 1986 Randell Mills MD developed a theory that hydrogen atoms could shrink, and release lots of energy in the process [1]. He called the resultant entity a "Hydrino" (little Hydrogen), and started a company called Black-light Power, Inc. to commercialize his process. According to Dr. Mills, when a hydrogen atom collides with certain other atoms or ions, it can sometimes transfer a quantity of energy to the other atom, and shrink at the same time, becoming a Hydrino in the process. The atom that it collided with is called the "catalyst", because it helps the Hydrino shrink. Once a Hydrino has formed, it can shrink even further through collisions with other catalyst atoms. Each collision potentially resulting in another shrinkage.

Each successive level of shrinkage releases even more energy than the previous level. In other words, the smaller the Hydrino gets, the more energy it releases each time it shrinks another level.

To get an idea of the amounts of energy involved, I now need to introduce the concept of the "electron volt" (*eV*). An *eV* is the amount of energy that a single electron gains when it passes through a voltage drop of one volt.

Since a volt isn't much (a "dry cell" is about 1.5 volts), and the electric charge on an electron is utterly minuscule, an eV is a very tiny amount of energy. Nevertheless, it is a very representative measure of the energy involved in chemical reactions. e.g. when Hydrogen and Oxygen combine to form a water molecule, about 2.5 eV of energy is released per water molecule formed.

Mills says that with this new understanding he's produced clean and limitless energy and an entirely new class of materials and plasma that will reshape every industry in the coming decade. Mills also claims breakthroughs in artificial intelligence, cosmology, medicine, and perhaps even a form of gravitational jujitsu. According to the prevailing orthodox establishment dogma of quantum mechanics, hydrinos can't exist, since a free-floating hydrogen atom is in a "ground state," with the electron as close as it can get to the nucleus. But we must ask: now that hydrino theory has been incontrovertibly proven, what comes next? My purpose here is to announce that hydrino theory, according to Klein – Gordon equation.

Our first goal is to find singular behavior of the Laplacian in spherical coordinates. Let's pay attention to the Schrödinger equation, which in the Cartesian coordinates has a form (in units h=c=1)[3], [4]

$$\left[-\frac{1}{2m}\Delta + V(r)\right]\psi(r) = E\boldsymbol{\psi}(\boldsymbol{r}) \tag{1}$$

where

$$\Delta \equiv \nabla\cdot\nabla = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \tag{2}$$

Is a Laplacian.

In spherical coordinates can be represented as follows:

$$\psi(r) = R(r)Y_1^m(\theta,\varphi) = \frac{u(r)}{r}Y_1^m(\theta,\varphi). \tag{3}$$

We can also rewrite Laplacian with these coordinates and after some substitutions (Eq.(3) into Eq.(1) we get:

$$-\frac{1}{2m}\left[\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right]R(r) + \frac{l(l+1)}{2mr^2}R(r) + V(r)R(r) = ER(r), \tag{4}$$

$$\left[-\frac{1}{2m}\frac{d^2}{dr^2}+\frac{l(l+1)}{2mr^2}+V(r)\right]u(r) = Eu(r). \tag{5}$$

It is clear that we know all of these from quantum mechanics, electrodynamics and etc.
Let's consider the Laplace equation in vacuum:

$$\nabla^2\varphi(r) = 0 \tag{6}$$

Which in Cartesian coordinates have the form

$$\nabla^2\varphi(r) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\varphi(x,y,z) = 0 \tag{7}$$

$$\left(\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\varphi(r) = 0 \tag{8}$$

We note that though $\vec{r}$ =0 is an ordinary point in the full Schrödinger equation, it is singular point in the radial equation and thus, knowledge of the behavior at $\vec{r}$ =0 is required. We consider the radial wave function *u(r)* which is a solution of radial equation (4). Let us consider the derivation of equation (5) in more detail. The following equation:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\frac{u(r)}{r} = \frac{1}{r}\left(\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)u(r) + u(r)\left(\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\left(\frac{1}{r}\right) + 2\frac{du}{dr}\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r}\right) -$$

$$-\left[\frac{l(l+1)}{r^2}-\frac{2m}{\hbar^2}(E-U(r))\right]\frac{u}{r} = 0, \tag{9}$$

Allows us to write the radial equation explicitly to show the action of the radial part of the Laplacian. The first derivatives of $u(r)$ cancel, and we left with:

$$\frac{1}{r}\left(\frac{d^2u}{dr^2}\right) + u\left(\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\left(\frac{1}{r}\right) - \frac{l(l+1)}{r^2}\frac{u}{r} + 2m[E-U(r)]\frac{u}{r} = 0. \tag{10}$$

As we do the derivatives in the second term naively, we obtain zero, when $r \neq 0$. If we take into account that:

$$\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr} = \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d}{dr}\right) \equiv \nabla_r^2 \tag{11}$$

we conclude that :

$$\nabla_r^2\left(\frac{1}{r}\right) = \nabla^2\left(\frac{1}{r}\right) = -4\pi\delta^{(3)}(\vec{r}) \tag{12}$$

and, thus, equation (D2) becomes:

$$\frac{1}{r}\left[\frac{d^2u(r)}{dr^2}+\frac{l(l+1)}{r^2}u(r)\right]+4\pi\delta^{(3)}(\vec{r})u(r)-2m[E-U(r)]\frac{u(r)}{r}=0 \qquad (13)$$

Let's consider the following derivative (for more detail see works by A.A. Khelashvili [4], also [5]):

$$\left(\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\left(\frac{1}{r}\right). \qquad (14)$$

A naïve calculation would yield zero. But the separate terms in this expression are hghly singular, and therefore we must regularize them. We choose the following regularization near the origin:

$$\frac{1}{r}\to\lim_{a\to 0}\frac{1}{\sqrt{r^2+a^2}} \qquad (15)$$

Equations (14) and (15) lead to:

$$\frac{d}{dr}\frac{1}{r}\to\lim_{a\to 0}\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{\sqrt{r^2+a^2}}\right)=-r(r^2+a^2)^{-3/2},$$

and

$$\frac{d^2}{dr^2}\left(\frac{1}{r}\right)=-r(r^2+a^2)^{-3/2}+\frac{3}{2}r\cdot 2r(r^2+a^2)^{-5/2}=-(r^2+a^2)^{-3/2}+3r^2(r^2+a^2)^{-5/2}$$

$$=$$

$$=(r^2+a^2)^{-5/2}\left(3r^2-(r^2+a^2)\right)=(r^2+a^2)^{-5/2}(2r^2-a^2).$$

After following:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\left(\frac{1}{r}\right)\Rightarrow(r^2+a^2)^{-5/2}(2r^2-a^2)-\frac{2}{r}(r^2+a^2)^{-3/2}=$$

$$=(r^2+a^2)^{-5/2}\left(2r^2-a^2-2(r^2+a^2)\right)=-\frac{3a^2}{(r^2+a^2)^{5/2}} \qquad (16)$$

The right- hand side of equation (16) behaves well everywhere for $a\neq 0$, but as a $a\to 0$ it becomes infinite at $r=0$ and vanishes for $r\neq 0$. To make the connection to a delta function, we integrate the right-hand side of equation by $d^3\vec{r}=r^2drd\Omega$, which gives:

$$-4\pi\int\frac{3a^2}{(r^2+a^2)^{5/2}}r^2dr. \qquad (17)$$

We divide the volume of integration into two parts: A sphere of •radius R with center at the origin and region outside the sphere. Because a'$<<R$ and approaches zero, the integral from the exterior of the sphere vanishes as a^2 as a→0. We thus need to consider only the contribution from inside the sphere. We can neglect r in the denominator because the integrand varies very slowly with r. After this the integral will be equal to:

$$\frac{3a^2}{(a^2)^{5/2}}\frac{a^3}{3}=\frac{a^5}{a^5}=1 \qquad (18)$$

Thus, we have all the properties of the three-dimensional delta function, and we confirm equation (8). It includes an extra three-dimensional delta-function term, which is evident from equation (8). Its presence in the radial equation has no physical meaning and thus it must be eliminated. Note that if $r \neq 0$, this extra term vanishes due to the nature of the delta function. If $r \neq O$ and we multiply the equation (8) by r, we obtain the ordinary radial equation (5).

Therefore, we have to investigate this term separately and find a way to discard it. Therefore we conclude that the radial equation (5) for $u(r)$ is compatible with the full Schrodinger equation if and only if the condition u(0) = 0 is satisfied.

2. Theoretical describing of Hydrino and Klein – Gordon equation. We note that the problems of additional levels were discussed by other authors as well [6-7]. In particular, in [40] the Klein-Gordon equation as considered with $V= -\frac{\alpha}{r}$ Coulomb potential [4]

$$E = \frac{\overrightarrow{P^2}}{2m} + V(r),$$

$$\vec{P} - \vec{\hat{P}} = -ih\vec{\nabla}, \qquad \vec{E} \to \hat{E} = ih\frac{\partial}{\partial t},$$

$$ih\frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[-\frac{h^2}{2m}\vec{\Delta}^2 + V(r)\right]\psi.$$

For find an equation, which fulfilled the demand of relativity theory, so, is invariant than Lorentz transformations, let's use relation between energy, impulse, and mass which obtain from relativity theory:

$$E = \sqrt{c^2\vec{p}^2 + m^2c^4}.$$

If we do substation with our upper formula we get:

$$ih\frac{\partial \psi}{\partial t} = \sqrt{-c^2h^2\overrightarrow{\nabla^2} + m^2c^4\psi}$$

But we don't know what is quadrate root of operator yet, that is why we must quadrate both side of this formula. This operation came us to an equation which exactly determined by math:

$$\left(c^2h^2\vec{\nabla} - h^2\frac{\partial^2}{\partial t^2} - m^2c^4\right)\psi(\vec{r},t) = 0.$$

This is a Klein- Gordon equation for free particle. Let's write Klein- Gordon equation as clear relativity – invariant form, and include four dimensional vector- operator:

$$\chi_\mu = (ct, -r), \qquad \partial^\mu = \left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}, -r\right),$$

$$\vec{\hat{P}}^\mu = ih\partial^\mu = \left(i\frac{h}{c}\frac{\partial}{\partial t}, -ih\vec{\nabla}\right).$$

Then:

$$(\hat{P}_\mu\hat{P}^\mu - m^2c^2)\psi(x) = 0$$

Or:

$$\left(\partial_\mu\partial^\mu + \frac{m^2c^2}{h^2}\right)\psi(x) = 0.$$

The invariance of Klein –Gordon equation than Lorentz transformation is shown from upper formulas. Let’s calculate probability cell density and probability density, for explain physical meaning of wave function. Let’s use continuous equation:

$$div\vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

If we multiply Klein-Gordon equation to $\psi^*(x)$, and equation for $\psi^*(x)$ to $\psi(x)$,and minus result from first equation we get:

$$\psi^*\vec{\nabla}^2\,\psi - \psi^*\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} - \frac{m^2c^2}{h^2}\psi^*\psi = 0,$$

$$\psi\vec{\nabla}^2\psi^* - \psi\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\psi^*}{\partial t^2} - \frac{m^2c^2}{h^2}\,\psi\psi^* = 0,$$

$$\psi^*\vec{\nabla}^2\,\psi - \psi\vec{\nabla}^2\psi^* - \frac{1}{c^2}\left(\psi^*\frac{\partial^2}{\partial t^2}\psi - \psi\frac{\partial^2}{\partial t^2}\psi^*\right) = 0$$

Let’s doing such substation:

$$\psi^*\vec{\nabla}^2\,\psi - \psi\vec{\nabla}^2\psi^* - \vec{\nabla}(\psi^*\vec{\nabla}^2\,\psi - \psi\vec{\nabla}^2\psi^*), \tag{19}$$

$$\psi^*\frac{\partial^2}{\partial t^2}\psi - \psi\frac{\partial^2}{\partial t^2}\overline{\psi^*} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\psi^*\frac{\partial}{\partial t}\psi - \psi\frac{\partial}{\partial t}\psi^*\right). \tag{19a}$$

Equation which shown upper are checking.

$$R'' + \frac{2}{r}R' + \left[E^2 - m^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2E\alpha}{r} + \frac{\alpha^2}{r^2}\right]R = 0 \tag{19b}$$

The author underlines, that there must be levels below the standard levels (called, “hydrino” eigenstates), but he/she did not perform the SAE procedure.

Let consider this problem in more detail. First of all note that the equation (19) coincides

$$\rho = 2\sqrt{m^2 - E^2}; \qquad \lambda = \frac{E\alpha}{\sqrt{m^2 - E^2}}; \qquad P = \sqrt{(l + 1/2)^2 - \alpha^2} > 0 \tag{20}$$

We must require $m^2 > E^2$ for bound states. Therefore one can use all the previous relations from valence electron model taking into account the definitions (20).In particular the SAE parameter now is

$$\tau = \frac{C_1}{C_2}\frac{1}{\left(2\sqrt{m^2 - E^2}\right)^P} \tag{21}$$

and for eigenstates we have the following equation

$$\frac{\Gamma(1/2 - \lambda - P)}{\Gamma(1/2 - \lambda + P)} = -\tau\left(\left(2\sqrt{m^2 - E^2}\right)^P\right)\frac{\Gamma(1 - 2P)}{\Gamma(1 + 2P)} \tag{22}$$

This is a new form, that follows by SAE procedure in the Klein-Gordon equation. For the edge points we derive the standard and additional levels in analogy with (22)

$$E_{st} = \frac{m}{\sqrt{1+\frac{\alpha^2}{(1/2+n_r+P)^2}}}; \quad n_r = 0,1,2\ldots \qquad (23)$$

$$E_{add} = \frac{m}{\sqrt{1+\frac{\alpha^2}{(1/2+n_r-P)^2}}}; \quad n_r = 0,1,2\ldots \qquad (24)$$

Exactly these (24) levels are called as “hydrino” levels in [6-7]. It is evident that the hydrino levels are analogical to E_{add} states, but these two cases differ from each others. Particularly, it is possible to pass the limit $V_0 \to 0$ and obtain Hydrogen problem. Usually this limiting procedure is used in traditional textbooks to choose between two signs, while coupling constants for both terms in potential terms are mutually proportional (α and α^2), and vanishing of one of them causes vanishing of another, so we turn to the free particle problem instead of Coulomb one. Moreover, as we mensioned above, in those papers [4-5] the SAE procedure was not used. They considered only two signs in front of square root in equation analogous and only (23) and (24) levels are considered, which correspond only to cases τ=0 and τ = ±∞. Contrary to that case we performed SAE procedure, derived the Eq.(22) and take attention to the hydrino (when τ = ±∞) problem.

The difference between standard and hydrino states manifests clearly in the nonrelativistic limit when

α →0, which must be performed by definite caution. The hydrino existence condition for such states folows from earlier constraints and the restriction 0<P< $1/2$ It has a form

$$l(l+1) < \alpha^2 \qquad (25)$$

and it is evident that for states with *l*≠0 in transition to the nonrelativistic α→0 limit the additional (hydrino) states disappear. Therefore we must consider only *l*=0 states.

For the ground states $(n_r = l = 0)$ we have

$$E_{st}^{(0)} = \frac{m}{\sqrt{2}}\sqrt{1+\sqrt{1-4\alpha^2}} \qquad (26)$$

$$E_{hyd} \equiv E_{add}^{(0)} = \frac{m}{\sqrt{2}}\sqrt{1-\sqrt{1-4\alpha^2}} \qquad (27)$$

Expansion in powers of α gives

$$E_{st}^{(0)} = m\left(1-\frac{\alpha^2}{2}-\frac{\alpha^4}{8}\right) \qquad (28)$$

$$E_{HYD}^{(0)} = m(\alpha+\alpha^3/2) \qquad (29)$$

It follows that the hydrino is very tightly bound system and sensitive to the sign of α.

If we expand $l = 0; n_r \neq 0$ states till to order of α^2, we derive

$$E_{st}^{(0)} = m\left(1-\frac{\alpha^2}{2(n_r+1)^2}\right) \qquad (30)$$

$$E_{HYD}^{(0)} = \left(1 - \frac{\alpha^2}{2(n_r)^2}\right) \tag{31}$$

Comparison of these two expressions shows that there appears some kind of degeneracy between the levels with $n_r + 1$ nodes of hydrino and energies for n_r nodes of standard states. This degeneracy disappears in the next order. The fact that the additional (hydrino [1-2] states of the $(n_r + 1)$th $^1S_0$ state is nearly degenerate with the usual *n* th $^1S_0$ state may facilitate a tunneling transition. Our description by the unified function analogous of , as a result of SAE procedure, gives a possibility of interpolation between them [4].

3.Conclusion. The solution of equations (19)- (19b) are our future elaboration.

REFERENCES

1. R. Mills, G. Zhao, W. Good, M. Nansteel, International Journal of Energy Research, Vol. 36 (2012) 778-788. DOI: 10.1002/er.1834.
2. J. Naudts Preprint arXiv: physics/0507193v2 [physics.gen-ph], 8 p.
3. J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics,* 3rd ed. ‘John Wiley & Sons, New York , 199, p.641
4. A.A. Khelashvili Journal Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei Letters, 2015,v.12,No1, p.11
5. S.A. Gadjiev, R.G. Jafarov *Introduction to operator formulation of Quantum Mechanics*, “Baki Universiteti”(in Print), 2016, 210 p.

ON HIGGS BOSON MASS IN NON-PERTURBATIVE THEORY

L.A. Agamalieva

Dept. of matter structure BSU

ag.leyla@hotmail.com

Key words: *Higgs boson, non-perturbative approarch*

Higgs mechanism is one of the crucial points of Standard Model and simultaneously one of the most mysterious its properties. Considerable efforts on the experimental search for Higgs particles have not still lead to success [1]. Theoretical investigation of the scalar sector of the Standard Model is also far from completeness. In attempting to go beyond the framework of the quasiclassial approximation and the perturbation theory, one encounters a number of difficulties and the principal problem of them is the well-known triviality of quadric scalar self-interaction: the renormalized coupling constant of φ -interaction tends to zero at the cutoff removing. The triviality of ¤$_4^4$-interaction leads to the fact, that the mass of Higgs particle is not a fully independent parameter but it is connected with other parameters of the model such as intermediate boson masses, t-quark mass, etc. In the frameworks of different approaches (see, for example, [2], [3] and refs. therein) this fact leads to different estimates of the Higgs boson mass, and the absence of experimental data does not favor over any approach.

1. The variance of mean field expansion construction. A generating functional for Schwinger functions ($2n$-point (n-particle) in the for of $\varphi(x)$ scalar field theory in Euclidean space ($x \in E_d$) with the action in the symmetric phase ($m_0^2 > 0,\ \lambda > 0$) in this method has the following form [2, 3]

$$G(\eta) = N^{-1} \int D(\varphi, \varphi^*) \exp\left\{-S - \int dxdy \varphi^*(x) \eta(x, y) \varphi(y)\right\}$$

Here $\eta(x, y)$ bilocal source fields and the normalization constant N is determined from $G(0) = 1$.

According to the translational invariance of the integration the master equation for the generating functional of Schwinger functions has following explicit form [2],

$$\int D(\varphi, \varphi^*) \frac{\delta}{\delta \varphi^*(x)} \varphi^*(y) \exp\left\{-S - \int dxdy \varphi^*(x) \eta(x, y) \varphi(y)\right\} = 0$$

And generating functional $G^{(0)} = \exp\{Tr \Delta_0 * \eta\} = \exp\left\{\int dx_1 dy_1 \Delta(x_1, y_1) \eta(y_1, x_1)\right\}$ of the main approximation generates linear iterative scheme [2]:

$$G = G^{(0)} + G^{(1)} + \cdots + G^{(n)} + \cdots,$$

where (in this iterative scheme) absent small parameter.

The unique rconnected function is a free scalar particle propagator, which is the first derivative of the generating functional source $\Delta(x - y) = \langle \varphi(x) \varphi(y) \rangle = -\left.\frac{\delta G}{\delta \eta(y, x)}\right|_{\eta = 0}$ and has the form: $\Delta = \left[m_0^2 + 4\lambda \Delta(0)\right]^{-1}$. the value $\Delta(0)$ determined from the gap equation, which is a consistent solution of equations [2]

$$\lambda \frac{\delta^2 G}{\delta \eta(x, x) \delta \eta(y, x)} - \left(m_0^2 - \partial^2\right) \frac{\delta G}{\delta \eta(y, x)} - \delta(x - y) G = \int dy_1 \eta(x, y_1) \frac{\delta G}{\delta \eta(y, y_1}) .$$

First iteration step generating functional of the it is determined from $G^{(n)} = P^{(n)} \cdot G^{(0)}$ $P^{(n)} - 2n$-order polynomial of sources η, where $*$ is operator in a functional sense: $P^{(1)} = \frac{1}{2} tr \int \Delta_2(x_1 y_1,\ x_2 y_2) \eta(y_1, x_1) \eta(y_2, x_2) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 + \int \Delta^{(NLO)}(x_1,\ y_1) \eta(y_1, x_1) dx_1 dy_1$).

In the first step, what is next step of the leading order, arise the equation for the two-particle functions Δ_2 and next-to-leading order (NLO) propagator $\Delta^{(NLO)}$ of a scalar particle.Aamputation of external lines gives us to four-point function $\Delta_2 = G_2(xy,\ x'y') = \left.\frac{\delta^2 G}{\delta \eta^2}\right|_{\eta = 0}$):

$$G_2\begin{pmatrix} x\ y \\ x'y' \end{pmatrix} = \Delta(x - y')\Delta(x' - y) - \int dx_1 dx_2 \Delta(x - x_1)\Delta(x' - x_2) f(x_1 - x_2)\Delta(x_1 - y)\Delta(x_2 - y') \quad ,$$

and

$$f(p)=\frac{\lambda}{1+\lambda L_0(p)},$$

where

$$L_0(p)=\int_\Lambda \frac{d^4q}{(2\pi)^4}\Delta(p+q)\Delta(q)\text{ -}$$

one-loop integral.

2. Higgs model. Our goal is the investigation this approximation in NNLO in the framework of the Abelian Higgs model with Lagrangian

$$L=(\partial_\mu-ieA_\mu)\varphi^*(\partial_\mu+ieA_\mu)\varphi-m^2\varphi^*\varphi-\frac{\lambda}{2}(\varphi^*\varphi)^*-\frac{1}{4}\left(\partial_\nu A_\mu-\partial_\mu A_\nu\right)^2-\frac{1}{2\xi}\left(\partial_\mu A_\mu\right)^2$$

It is act that, a location of propagator poles defines masses of particles. A distinctive feature of the generalized Higgs mechanism in comparison with the usual one is the possibility to model the triviality of φ_4^4-theory, i.e., we can tend λ to zero but the masses of Higgs and gauge bosons will retain non-zero values. At $\lambda\to 0$ the admissible values of the parameter m^2 lie in the region $-\infty<m^2<6\mu^2$ [2]. Also, the investigation of Landau pole is our elaboration.

REFERENCES

1. Chatrchyan S. Et al. (CMS Collaboration) Phys. Lett. B, 2012, v.B, 710, p. 284
2. V.E. Rochev. On Higgs mechanism in nonperturbative region. Preprint arXiv: hep-ph/9812315, 13pp.
3. S.A. Gadjiev, R.G.Jafarov and S.N. Mammadova Russian Physics Journal, 2013, No 5, p. 37

THE INVESTIGATION OF ASYMPTOTICAL BEHAVIOR OF THE AMPLITUDE FOR LARGE MOMENTA IN THE SO-CALLED ”TWO-PARTICLE APPROXIMATION” AND NON-PHYSICAL LANDAU POLE PROBLEM

P. Aghakishiyeva[1,a], S. Rahimzade[1,b] and M.M. Mutallimov[2,c]

[1)] *Baku State University, Faculty of Physics*

[2)] *Baku State University, Institute for Applied Mathematics*

[a)] p_aghakishiyeva@outlook.com, [b)] sara.rehimzade@gmail.com

[c)] mutallim@mail.ru

1. Introduction. As well known, Quantum Field Theory (QFT) –the theory of relativistic particle physics is the advanced version of the relativistic Quantum Mechanics. QFT describes the properties and interactions of fundamental particles of matter, for example, electrons, photons, quarks and gluons, which are composed of other material objects. For example, a hydrogen atom is a bound state of an electron} and proton interacting with an electromagnetic field (photons), and the proton, in turn, consists of quarks, interacting via gluons. The main characteristics include particle rest mass *m*, energy *E* and momentum *p*, which are interconnected by the known relation: $E^2 - p^2c^2 = m^2c^4$, which is satisfied in any inertial reference frame. Here c - light speed in the vacuum. In the rest system of the particle ($p = 0$) this ratio turns to the \textcolor{magenta}{Einstein}'s famous formula: $E = mc^2$. If the relative momenta of the particles and their interaction energies are small compared to the rest mass, the motion of particles is described by quantum mechanics: each particle is mapped to the wave function $\cdot$, which is the solution of the Schrödinger equation. Increasing the interaction energies, the usual quantum-mechanical description of particles becomes inapplicable, since there is a new physical phenomenon: creation and annihilation of particles. For example, during the scattering of high-energy photon (¥ – quant) at the nuclei electrons and their antiparticles – positrons are produced. In turn, the electron and positron can annihilate, i.e. turn into photons. With further increase of the interaction energy more and more particles can be borne. The number of a new particles known today exceeds the hundreds. To describe the systems with a variable number of high-energy particles each class of fundamental particles is connected with quantized field, which consists the creation and annihilation operators of particles. Quantized field of the electron $\cdot$ is no longer the usual generalized function in quantum mechanics, and much more complex object - as operator's (operators-like generalized function). Such a quantized field describes, in general, all the particles of the class, i.e, electronic field describes all the electrons in the universe, the photon (electromagnetic field) - all photons, etc. The particles are divided into two categories - real particles existing in the initial and final stages of the physical process hysical and virtual, particles, which play a role only in the process of interaction between the particles. For real particles the usual relativistic relation between energy and momentum is valid. In high-energy physics so-called natural system of units is commonly used in which of light speed c and Planck's constant $\hbar$ equal to *one*: $c = \hbar = 1$. In this system of units using conventional 4-vector notation of relativistic mechanics $p = (p_0, \vec{p})$, $p_0 = E$, the ratio between the momentum and energy of real particles takes the simple form: $p^2 = p_0^2 - \vec{p}^2 = m^2$. As physicists say, the real particles are on the mass shell *mass shell*. For virtual particles, this relation is not satisfied: $p^2 \neq m^2$ i. e., *virtual particles are off the mass shell*. As in all physical experiments measured only the parameters of the initial and final states, the concept of virtual particles, of course, in no way does not violate the law of conservation of energy-momentum.

It is well known, that in QFT the basic mathematical objects of calculations are vacuum expectation values of products of fields $\langle 0|T \cdot (x_1) \cdot (x_2) ... \cdot (x_n)|0\rangle$. Here $|0\rangle$ - the vacuum state, i.e. state without real particles - *4-vector* $x = (x_0, \vec{x})$ coordinates in the usual *4-dimensional* space-time. Sign *T* indicates the chronological ordering of the field operators, i.e field operators are arranged in ascending order of time coordinates. Introduction of chronological ordering is necessary in order to take into account the *principle of causality*, i.e the correct sequence of events describing the particles interactions.

Knowing the vacuum expectation values, we can calculate all the physical characteristics of both the fundamental particles and composed of these objects, i.e., - *masses of the particles* and *bound states*, *scattering cross sections*, *lifetimes* of unstable particles, etc. Briefly theorists call the vacuum expectation values of products of fields *Green's functions*.

The simplest physically meaningful Green's function is the two-point Green's function, or propagator (particles propagation function): $D(x - y) = \langle 0|T \cdot (x) \cdot (y)|0\rangle$. Propagator depends only on a *4-dimensional variable* $x-y$. This fact is a reflection of the translational invariance of the theory, i.e independence of the physical phenomena of the coordinate system.

Simple propagators of the free fields are in momentum space is: $D_c(p)=\int dx e^{i(px)} D_c(x) \cong \frac{1}{m^2-p^2}$. Note that in this formula p - is not a real particle momentum but the momentum variable Fourier conjugate to coordinate. As can be seen from this expression, the propagator has a pole singularity in the momentum variable. This fact is very general and is also valid for interacting fields. In other words, in QFT the pole of the Green's function implies the existence of a real particle with mass m. Massless particles (e.g, photons) correspond to the pole at the point $p^2=0$, and, accordingly, the propagator of a free photon has the form: $D_c(p) \cong \frac{1}{-p^2}$. The calculation of the Green's functions in the theory of interacting fields is a very difficult problem. For more than half a century, the exact physically meaningful solution of interacting quantum fields was not found. Therefore, the various approximate methods are of particular importance, among which the most important is the perturbation theory. Green's function of free fields are taken as the main approach. Interaction is considered as a small perturbation, which is physically quite reasonable for important case of quantum electrodynamics (QED) of interaction of electrons with photons, as the strength of interaction in this theory and is determined by the $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137} -$ a small and expansion parameter in the perturbation theory in QED.

By the mid-fifties of the last century, successful theoretical description of most of the well-known electrodynamic phenomena was given, including splitting of the electron levels in the hydrogen atom, the anomalous magnetic moment of the electron, etc. These successes have led theorists to investigate the limits of applicability of QED. In 1954-1955, Landau and his colleagues:Landau pole [1], published the results of their calculations, the asymptotic behavior of the Green functions of QED, i.e. behavior for large values of the momentum variable p^2. These results were very strange, and further interpretation led them to a very sad for the QFT. It was found that when $\left|p^2\right| >> m^2$ asymptotic behavior of the photon propagator is described by the following formula: $D(p) \cong \frac{1}{-p^2}\left[1-\frac{\alpha}{3\pi}\ln\left(\frac{-p^2}{m^2}\right)\right]^{-1}$, i.e., apart from the normal pole at $p^2=0$ the photon propagator has "ghost pole” at $p^2=-m^2 e^{\frac{3\pi}{\alpha}}$. In accordance with the foregoing principles of QFT, such a pole corresponds to a particle with a ‘negative squared mass’(?!) Such particles have never been observed experimentally, and their very existence contradicts the basic principles of particle physics. *Landau pole* cannot undo all the successes of QED, is very far from the energies attainable in experimental setups. Indeed, the value of ‘Landau mass’ according to the above formula is $M_L = 10^{28} m$, while the energy of the particles that can be achieved in the most modern plants do not exceed 10^7. Therefore, the effect of such a remote pole is negligible. But it exists, and it can not be ignored, especially since studies later confirmed the existence of such poles and in other models of QFT. There arose a *dual* and *a strange situation*. On the one hand, calculations based on perturbation theory described well the experimental data and the predictions of QED were always confirmed experimentally. On the other hand, QED was internally inconsistent, as contained in the statement of magnitude, the existence of which is contrary to the basic principles of the theory. This inner contradiction was inherent and other models of QFT, including models, claiming at the time to describe strong interactions.

Landau himself assessed the situation very pessimistic and made a very definitive conclusion: "Operators · containing unobservable information should disappear from the theory; and because the Hamiltonian can be built only from the operators, we need to come to the conclusion that the Hamiltonian method for strong interactions outlived its usefulness and should be buried, of course, with all the respect it deserves". In fact, Landau called completely abandons the concept of quantized fields in the describing of the interaction of high-energy particles. Instead, he proposed the creation of a new theory, which uses only the scattering amplitude and their analytic continuation. But the heroic efforts of many theorists to create this kind of theory, taken in the following years, unfortunately, yielded modest results. It turned out that the information contained in the field operators and compiled out of \textcolor{magenta}{Lagrangians} and Hamiltonians, replace virtually nothing. Remained the other way - to try to solve the problem within the framework of the QFT. But Vladimir Fainberg from Lebedev Physical Institute (Moscow), listened to the personal word of Landa, “such non-physical poles must be reduced counter non-physical pole, in the summation of infinite number \textcolor{magenta}{Feynman diagrams. Is reasonable: appropriate to look for a new nonperturbative approach!, i.e., a new method for summing Feynman diagrams, necessary!

A widespread opinion is formulated as a triviality of the quantum field models that is not asymptotically free in the sense of the improved coupling constant perturbative expansion. There is a rigorous theorem that the four-dimensional scalar field theory with ¨ ^{4} interaction on the lattice does not have an interacting continuum theory as its limit for zero lattice spacing, i.e. the theory is trivial. However, this argument is not fully conclusive due to an uncertainty of the continuous limit in this model. In our day the situation with triviality of ¨ ^{4} theory is vague as before, and recent papers in this topic maintain incompatible statements. So that in the models without asymptotic freedom the asymptotic short-distance region of strong coupling (exactly, concerning to weak coupling) is the difficultly at investigation, therefore a standard non-perturbative methods are too tethered to the weak-coupling region and not in full enough meaning to describes a short-distances for these models. Promising method for solving of problems for large momenta (or, short distances) demonstrated in works by Rochev [2]. It is new approximation in this directing and based on iteration scheme of solution of the Schwinger-Dyson equation (SDEs) with the fermion bilocal source. The present version of this method based on a system of SDEs for the single-particle and two-particle Greens functions. For standard QFT procedure, which is the beyond our knowledge, we will to investigate the following nonlinear second order Volterra-type integral equation for amplitude (for detail mathematical foundation, see [2]):

$$\frac{1}{y(t)} = \frac{1}{g} + l(t) + \int_0^t \overline{K}(t,{}^2)\,y({}^2)\,d{}^2 \qquad (1)$$

2. Numerical realization. For getting of the standard nonlinear second order Volterra-type integral equation in the form of Urysohn [3] make the following change,

$$\frac{1}{y(t)} = u(t)\,. \tag{2}$$

Then we get

$$u(t) = \int_0^t K(t,{}^2,u({}^2))d{}^2 + f(t) \tag{3}$$

on the segment $0 \le t \le T$, where $K(t,{}^2,u({}^2)) = \dfrac{\overline{K}(t,{}^2)}{u({}^2)}$ and $f(t) = \dfrac{1}{g} + l(t)$. Из (3) видно, что $u(0) = f(0)$. From (3) it is seen that $u(0) = f(0)$. Then for every $n > 1$ integer define a constant integration step $h = \dfrac{T}{n-1}$ and consider a discrete set $t_i = h(i-1)$, where $i = 1,2,...,n$. It's obvious that $t_1 = 0, t_n = T$. At the points of $t = t_i$,the equation (3) takes the form

$$u(t_i) = \int_0^{t_i} K(t_i,{}^2,u({}^2))d{}^2 + f(t_i)\,. \tag{4}$$

To obtain an explicit formula for the solution of the recurrence to find $u_i = u(t_i)$, the integral in the expression (4) using a quadrature formula of rectangles [4] on the segments $[t_i, t_{i+1}]$ with the selection of the value of the function at the left end $t = t_i$. Then we have

$$\int_0^{t_i} K(t_i,{}^2,u({}^2))d{}^2 \approx \sum_{j=2}^{i} A_{ij} K(t_i,{}^2{}_j,u_{j-1}) \tag{5}$$

Label $f_i = f(t_i)$ and using (5) as in [3] we obtain the relation of recursion formulas

$$\begin{aligned} u_1 &= f_1, \\ u_i &= \sum_{j=2}^{i} A_{ij} K(t_i,{}^2{}_j,u_{j-1}) + f_i,\ i = 2,3,...,n \end{aligned} \tag{6}$$

Further, from (6) we obtain the solution of equation (1)

$$y_i = \frac{1}{u_i},\ i = 1,2,...,n$$

Example. Let some constant g, and the function $\overline{K}(t,{}^2)$ and $l(t)$ are set as follows

$$\overline{K}(t,{}^2) = \frac{{}^2}{t} - 1 + \frac{1}{t}\log\frac{1+t}{1+{}^2} + {}^2\log\frac{t(1+{}^2)}{{}^2(1+t)},$$

$$l(t) = (\frac{g}{2} - 1)\log(1+t) + (1-g)(1 - \frac{1}{t}\log(1+t)).$$

By setting different values g, T and n we obtain approximate solutions whose graphs are shown below.

3.Conclution. By decreasing the values of *g*, Landau "point" m_L slowly increases (see Fig.1) and in terms of lower than g=0.99, the situation doubles (!) (see Fig.2) for Landau pole, which confirms the well known opinion: such non-physical poles must be reduced via counter non-physical pole, in the summation of infinite number Feynman diagrams. And less than g=0.1, a non-physical pole disappears (see Fig.3).

Authors thanks to prof. RG Jafarov for the useful discussions and new trend in research of quantum field theory.

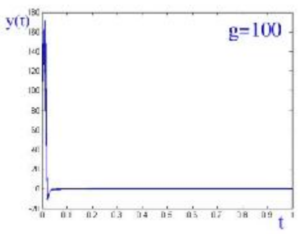


Fig.1.

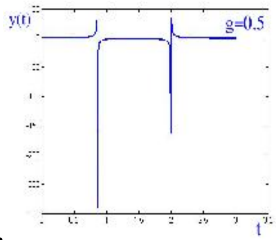


Fig.2.

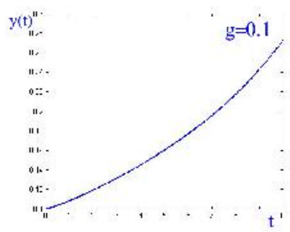


Fig.3.

REFERENCES

1. Landau L D et al 1954 Dokl.Akad.Nauk Ser.Fiz. 95 1157; 1955 Dokl.Akad.Nauk Ser.Fiz. 102 489; On the fundamental issues in Review: Theoretical Physics in the XX century, 1960
2. Rochev V E 2011 J.Phys.A:Math.Theor A44 305403;
3. Манжиров А.В., Полянин А.Д. Методы решения интегральных уравнений: Справочник. М.: Факториал, 1999, 272с.
4. Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978, 512с.
5. Мосенцова Л.В. Численная реализация в системе Matlab квадратурных алгоритмов решения интегральных уравнений Вольтерра II рода в форме Гаммерштейна. Математичне та комп’ютерне моделювання. Серія: Технічні науки, 2010, Вип. 4, с. 156-161.

İXTİYARİ l - HALI ÜÇÜN D- ÖLÇÜLÜ ŞREDİNGER TƏNLİYİNİN VUD-SAKSON POTENSİALI SAHƏSİNDƏ ƏLAQƏLİ HƏLLƏRİ

V.H. Bədəlov

Fizika Problemləri İnstitutu, Bakı Dövlət Universiteti

badalovvatan@hayoo.com

İşdə Pekeris yaxınlaşmasının köməyilə Vud-Sakson potensialı üçün D - ölçülü radial Şredinger tənliyinin əlaqəli həlləri araşdırılmışdır. İxtiyari l- halı üçün Sonlu polinom metodunun köməyi ilə enerjinin məxsusi qiymətləri və onlara uyğun radial dalğa funksiyaları tapılmışdır. Həmçinin potensialın V_0 dərinliyindən, radial n_r və orbital l kvant ədədlərindən, D, a, R_0 parametrlərindən asılı məhdud sayda enerji spektri müəyyən edilmişdir.

Qeyri-relyativistik kvant mexanikasında Şredinger tənliyinin həlli kvant sisteminin tam təsvir olunması üçün bütün vacib informasiyanı özündə əks etdirir. İxtiyari n_r və l kvant ədədləri üçün bir neçə potensiallarda radial Şredinger tənliyinin dəqiq həll olunması mümkündür. Radial Şredinger tənliyi Vud-Sakson potensialları üçün orbital kvant ədədinin $l \neq 0$ ixtiyari qiymətində dəqiq həll oluna bilmir. Belə ki, S. Flugge $l=0$ halında Vud-Sakson potensialı sahəsində radial Şredinger tənliyini analitik həll edərək dalğa funksiyası üçün dəqiq ifadə almış, lakin enerjinin məxsusi qiymətlərini qrafik üsulla müəyyən etmişdir [1]. Vud-Sakson potensialı [2] ən mühüm yaxına təsir potensialı olub, nüvə və hissəciklər fizikasında, atom fizikasında, materiallar və kimyəvi fizikada müxtəlif problemlərə tətbiq edilmişdir.

İşdə Vud-Sakson potensialı sahəsində ixtiyari l halı üçün mərkəzəqaçma potensialına təkmilləşmiş yaxınlaşma sxeminin köməyilə D – ölçülü radial Şredinger tənliyini analitik həll edilmiş, enerjinin məxsusi qiymətləri və onlara uyğun məxsusi funksiyaları müəyyən olunmuşdur. Hesablamalar ixtiyari l halında effektiv $V_{eff}(r)$ potensialın $r=r_{min}$ minimum nöqtəsi ətrafında müəyyən olunan C_0, C_1, C_2 approksimasiya parametrləri əsasında $V_l(r)$ mərkəzəqaçma potensialına Pekeris yaxınlaşmasını tətbiq etməklə Polinom metodunun [1,3] köməyi ilə aparılmışdır.

Sferik simmetrik $V(r)$ potensial sahədə D-ölçülü radial Şredinger tənliyi aşağıdakı kimidir [4]:

$$\frac{d^2R_{nl}(r)}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{dR_{nl}(r)}{dr}+\frac{2\mu}{\hbar^2}\left[E_{nl}-V(r)-\frac{\hbar^2 l(l+D-2)}{2\mu r^2}\right]R_{nl}(r)=0,\ (0\le r<\infty) \quad (1)$$

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

Yeni $u_{nl}(r)=r^{\frac{D-1}{2}}R_{nl}(r)$ funksiyası üçün (1) tənliyi

$$\frac{d^2u_{nl}(r)}{dr^2}+\frac{2\mu}{\hbar^2}\left[E_{nl}-V_{eff}(r)\right]u_{nl}(r)=0\,, \quad (2)$$

burada $V_{eff}(r)=V(r)+\frac{\hbar^2\tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu r^2}$ - effektiv potensialı və $\tilde{l}=l+\frac{D-3}{2}$-dir.

Sferik simmetrik standart Vud-Sakson potensialı [2]

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

şəklindədir, burada V_0 - potensial çuxurun dərinliyi, R_0-potensialın eni və ya nüvənin radiusu, a - parametri səth təbəqəsinin qalınlığı və o, ionlaşma enerjisinin təcrübi qiyməti ilə müəyyən olunur. $a=0$ olduqda nüvə səthində potensialın sıçraması ilə o sadə potensial çuxura çevrilir.

Vud-Sakson potensialı sahəsində $\tilde{l}\neq 0$ qiymətində (3) 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. Yeni adsız $x=\frac{r-R_0}{R_0}$ dəyişənini daxil edib, $r=R_0(1+x)$ və orbital mərkəzəqaçma $V_l(r)$ potensialını effektiv $V_{eff}(r)$ potensialının ekstremum nöqtəsi, yəni

$$\frac{\alpha V_0\, e^{\alpha x}}{\left(1+e^{\alpha x}\right)^2}=\frac{\hbar^2 \tilde{l}\,(\tilde{l}+1)}{2\mu R_0^2}\cdot\frac{2}{(1+x)^3} \tag{4}$$

transendent tənliyini ödəyən $x = x_{\min}$ ($r = r_{\min}$) minimum nöqtəsi ətrafında Teylor sırasına ayıraq:

$$\begin{aligned} V_l(r)=\frac{\hbar^2\tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu r^2}=\frac{\hbar^2\tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu R_0^2}\cdot\frac{\tilde{\delta}}{(1+x)^2}=\tilde{\delta}\Bigg[&\frac{1}{(1+x_l)^2}-\frac{2}{(1+x_l)^3}\cdot(x-x_l)+\\ &+\frac{3}{(1+x_l)^3}\cdot(x-x_l)^2+o((x-x_l)^3)\Bigg] \end{aligned}. \tag{5}$$

(4) tənliyinin həlli l orbital kvant ədədindən asılı olduğu üçün $x_{min} = x_l$ olur. Pekeris approksimasiyasına görə $V_l(r)$ potensialı aşağıdakı kimi götürülür [5-7]:

$$\tilde{V}_l(r)=\tilde{\delta}\left(C_0+\frac{C_1}{1+e^{\alpha x}}+\frac{C_2}{(1+e^{\alpha x})^2}\right), \tag{6}$$

burada $\alpha = R_0/a$ və $\tilde{\delta}=\frac{\hbar^2\tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu R_0^2}$-dir. $\tilde{V}_l(r)$ orbital mərkəzəqaçma potensialını effektiv $V_{eff}(r)$ potensialının $x = x_{\min} = x_l$ ($r = r_{\min} = r_l$) minimum nöqtəsi ətrafında Teylor sırasına ayirıb, onun (5) ifadəsilə x - in uyğun dərəcələrinin müqayisəsindən C_0, C_1, C_2 sabitləri üçün alarıq:

$$\begin{cases} C_0=\dfrac{1}{(1+x_l)^2}+\dfrac{(1+e^{\alpha x_l})^2}{\alpha e^{\alpha x_l}(1+x_l)^3}\left[\dfrac{e^{-\alpha x_l}-3}{1+e^{\alpha x_l}}+\dfrac{3e^{-\alpha x_l}}{\alpha(1+x_l)}\right]\\ C_1=\dfrac{2(1+e^{\alpha x_l})^2}{\alpha e^{\alpha x_l}(1+x_l)^3}\left[2-e^{-\alpha x_l}-\dfrac{3(1+e^{-\alpha x_l})}{\alpha(1+x_l)}\right]\\ C_2=\dfrac{(1+e^{\alpha x_l})^3}{\alpha e^{\alpha x_l}(1+x_l)^3}\left[e^{-\alpha x_l}-1+\dfrac{3(1+e^{-\alpha x_l})}{\alpha(1+x_l)}\right] \end{cases}. \tag{7}$$

Beləliklə, yeni effektiv potensial üçün alarıq:

$$\tilde{V}_{eff}(r)=V_{WS}(r)+\tilde{V}_l(r)=K_0-\frac{K_1}{1+e^{\frac{r-R_0}{a}}}+\frac{K_2}{\left(1+e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2}, \tag{8}$$

burada $K_0=\tilde{\delta}C_0$, $K_1=V_0-\tilde{\delta}C_1$, $K_2=\tilde{\delta}C_2$- dir. Pekeris approksimasiyasına əsasən (2) tənliyində $V_{eff}(r)$ yerinə $\tilde{V}_{eff}(r)$ yazsaq, alarıq:

$$\frac{d^2u_{nl}(r)}{dr^2}+\frac{2\mu}{\hbar^2}\left[E_{nl}-K_0+\frac{K_1}{1+e^{\frac{r-R_0}{a}}}-\frac{K_2}{\left(1+e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2}\right]u_{nl}(r)=0. \qquad (9)$$

(9) tənliyində yeni $z=\left(1+e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^{-1}$ dəyişəninə keçib, ölçüsüz $\varepsilon^2=-\frac{2\mu a^2(E-K_0)}{\hbar^2}>0$, $\beta^2=\frac{2\mu a^2K_1}{\hbar^2}>0$, $\gamma^2=\frac{2\mu a^2K_2}{\hbar^2}>0$ parametrləri əsasında (9) tənliyi aşağıdakı şəklə düşər:

$$u''(z)+\frac{1-2z}{z(1-z)}u'(z)+\frac{-\varepsilon^2+\beta^2z-\gamma^2z^2}{\left(z(1-z)\right)^2}u(z)=0\ ,\ \ (0\le z\le 1). \qquad (10)$$

(10) tənliyin həlli $z\to 0$ və $z\to 1$ limitində sıfra yaxınlaşır, yəni $u(z)\to 0$. Asimptotik dalğa funksiyası $z^{\sigma}(1-z)^{\nu}$ olduğundan radial $u_{n_rl}(z)$ dalğa funksiyasını aşağıdakı şəkildə axtaraq:

$$u_{n_rl}(z)=z^{\sigma}(1-z)^{\nu}f_{n_rl}(z). \qquad (11)$$

Bu həlli (10) tənliyində yerinə yazsaq, alarıq:

$$z(1-z)f''(z)+\left(1+2\sigma-2(1+\sigma+\nu)z\right)f'(z)+\frac{\sigma^2-\varepsilon^2-\left(2\sigma^2+\sigma+2\sigma\nu+\nu-\beta^2\right)z+\left(\sigma^2+\sigma+2\sigma\nu+\nu^2+\nu-\gamma^2\right)z^2}{z(1-z)}f(z)=0. \qquad (12)$$

Əgər $\sigma^2-\varepsilon^2=0$ və $\sigma^2+\sigma+2\sigma\nu+\nu^2+\nu-\gamma^2=2\sigma^2+\sigma+2\sigma\nu+\nu-\beta^2$ götürsək, onda dalğa funksiyasının sonlu olması şərtindən σ və ν parametrləri üçün taparıq:

$$\sigma=\varepsilon>0\ ,\ \nu=\sqrt{\varepsilon^2-\beta^2+\gamma^2}>0. \qquad (13)$$

(13) münasibətlərini (12) tənliyində nəzərə alsaq, nəticədə aşağıdakı hiperhəndəsi tənlik

$$z(1-z)f''(z)+\left(2\varepsilon+1-(2\varepsilon+2\nu+2)z\right)f'(z)-[(\varepsilon+\nu)^2+\varepsilon+\nu-\gamma^2]f(z)f(z)=0. \qquad (14)$$

alınır. Bu tənliyin həlli hiperhəndəsi funksiyadır [37], yəni

$$f(z)={}_2F_1(a,b,c,z), \qquad (15)$$

burada $a=\varepsilon+\nu+\frac{1\mp\sqrt{1+4\gamma^2}}{2}$, $b=\varepsilon+\nu+\frac{1\pm\sqrt{1+4\gamma^2}}{2}$, $c=2\varepsilon+1$. Beləliklə, (10) tənliyin həlli

$$u_{n_rl}(z)=z^{\varepsilon}(1-z)^{\nu}\,{}_2F_1(a,b,c,z) \qquad (16)$$

olar. Aşağıdakı münasibətdən stifadə edərək[37],

$$ {}_2F_1(a,b,c;z)=\frac{\Gamma(c)\Gamma(c-a-b)}{\Gamma(c-a)\Gamma(c-b)}\ {}_2F_1(a,b,a+b-c+1;1-z)+ $$
$$ \frac{\Gamma(c)\Gamma(a+b-c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)}(1-z)^{c-a-b}\ {}_2F_1(c-a,c-b,c-a-b+1;1-z) $$

$z=1$ nöqtəsi ətrafında tənliyin həllini araşdırsaq, alarıq: $e^{\frac{2¦R_0}{a}}\frac{\Gamma(c)\Gamma(a+b-c)}{\Gamma(a)\Gamma(b)}=0$. $c = 2£ + 1 > 0$, $a + b - c = 2¦ > 0$ əsasən $\Gamma(c)\neq 0$, $\Gamma(a+b-c)\neq 0$ olduğundan $\frac{1}{d\,(a)}=0$ və ya $\frac{1}{d\,(b)}=0$. Buradan $\Gamma(a)=\infty$ və ya $\Gamma(b)=\infty$ olar. Nəticədə, taparıq: $a=-n_r$ və ya $b=-n_r$. Beləliklə,

$$ £ + \sqrt{£^2 - \ ^2 + ¥^2} + \frac{1 \mp \sqrt{1+4¥^2}}{2} = -n_r \tag{17} $$

olur, burada n_r radial kvant ədədidir ($n_r = 0,1,2,...$) . (17) münasibətlərdən alarıq:

$$ £ + \sqrt{£^2 - \ ^2 + ¥^2} = n' , \tag{18} $$

burada

$$ n' = \frac{\sqrt{1+4¥^2} - 1}{2} - n_r . \tag{19} $$

Beləliklə, (18) münasibətindən £ üçün taparıq:

$$ £ = \frac{1}{2}\left(n' + \frac{\ ^2 - ¥^2}{n'} \right). \tag{20} $$

Əlaqəli halların $-V_0<E<0$ və dalğa funksiyasının sonlu olması şərtlərindən $£>0$ və $£^2 - \ ^2 + ¥^2 > 0$ alınır. Buradan $n' > 0$ və $\ ^2 - ¥^2 > -n'^2$ olur. Beləliklə, (4) və (19) münasibətlərinə əsasən aşağıdakı bərabərsizlikləri alarıq:

$$ 0 \le n_r < \frac{1}{2}\left(\sqrt{1 + \frac{8« a^2 K_2}{\hbar^2}} - 1 \right), \tag{21} $$

$$ V_0 R_0^3 \ge \frac{4\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)a}{«} . \tag{22} $$

£ , ,¥ və n'- nin ifadələrini (20) – də yerinə yazsaq, $E_{n_r l}$ enerjinin məxsusi qiyməti üçün aşağıdakı münasibəti alarıq:

$$E_{n_r,l} = K_0 - \frac{K_1 - K_2}{2} - \frac{\hbar^2}{32« a^2}\left(\sqrt{1+\frac{8« a^2 K_2}{\hbar^2}} - 2n_r - 1\right)^2 - \frac{\frac{2« a^2}{\hbar^2}(K_1 - K_2)^2}{\left(\sqrt{1+\frac{8« a^2 K_2}{\hbar^2}} - 2n_r - 1\right)^2} . \qquad (23)$$

Əgər (21), və (22) və $-V_0 < E < 0$ bərabərsizlikləri ödənirlərsə, əlaqəli hallar mövcud olur. Deməli, (23) enerji spektri məhduddur, yəni enerjinin məxsusi qiymətləri sonlu saya malikdir. (21) bərabərsizliyinə əsasən $D=3$ olduqda $l=0$ halı üçün sistemin əlaqəli halları yoxdur. Çünki, bu halda (21) bərabərsizliyi ödənmir, yəni $n_r < 0$ olur. Bu o deməkdir ki, impuls momentinin sıfır qiymətində standart Vud - Sakson potensialı üçün Şredinger tənliyinin əlaqəli halları olmur. $D>3$ oldüqda, $l=0$ halında sistemin əlaqəli halları vardır. (23) və $K_0 = ¢\tilde{C}_0$, $K_1 = V_0 - ¢\tilde{C}_1$, $K_2 = ¢\tilde{C}_2$ ifadələrindən görünür ki, enerjinin məxsusi qiyməti potensialın V_0 dərinliyindən, potensialın R_0 enindən, səthin a qalınlığından və D parametrindən asılıdır. Enerjinin hər hansı məxsusi qiyməti $-V_0$- dan kiçik olmamalıdır, yəni $-V_0 < E < 0$. l orbital kvant ədədinin verilmiş qiymətində (22) bərabərsizliyinə əsasən potensial çuxurun dərinliyi V_0 azaldıqda a parametri azalır, amma R_0 parametri artır və əksinə.

Beləliklə, $a = £ + ¦ + \frac{1-\sqrt{1+4¥^2}}{2} = -n_r$, $b = £ + ¦ + \frac{1+\sqrt{1+4¥^2}}{2} = 2£ + 2¦ + 1 + n_r$, $c = 2£ + 1$ əsasən $u_{nl}(z)$ - radial dalğa funksiyası üçün taparıq:

$$u_{n_r l}(z) = C_{n_r l} z^{£} (1-z)^{\sqrt{£^2 - \ ^2 + ¥^2}} \, {}_2F_1(-n_r, 2£ + 2¦ + 1 + n_r, 2£ + 1, z) , \qquad (24)$$

burada $C_{n_r l}$ normallaşma sabitidir və ortoqonallıq

$$\int_0^\infty |R_{nl}(r)|^2 r^{D-1} dr = \int_0^\infty |u_{nl}(r)|^2 r^{D-1} dr = a\int_0^\infty \frac{|u_{nl}(z)|^2}{z(1-z)} dz = 1 \qquad (25)$$

şərtindən təyin olunur.

ƏDƏBIYYAT

1. S. Flügge, Practical Quantum Mechanics, vol. 1 (Springer, Berlin, 1994).
2. C.L. Pekeris, Phys. Rev. **45** (1934) 98.
3. W. Greiner, Quantum Mechanics (Springer, Berlin, 2001).
4. J. Avery, Hyperspherical Harmonics. Applications to Quantum Theory (Kluwer, Dordrecht, 1989).
5. V.H. Badalov, H.I. Ahmadov and S.V. Badalov, News of Baku University, **2** (2008) 157.
6. V.H. Badalov, H.I. Ahmadov and A.I. Ahmadov, Int.J.Mod.Phys. E **18** (2009) 631.
7. V.H. Badalov, H.I. Ahmadov and S.V. Badalov, Int.J.Mod.Phys. E **19** (2010) 1463.

SINGULAR BEHAVIOUR OF THE LAPLACE OPERATOR IN SPHERICAL COORDINATES

Anzor A. Khelashvili[1,2]

[1]*Institute of High Energy Physics, Iv. Javakhishvili Tbilisi State University, Tbilisi, Georgia*

[2] *St. Andrea the First-called Georgian University of Patriarchy of Georgia, Tbilisi, Georgia*

anzor.khelashvili@hotmail.com

Singular behaviour of the Laplace operator in spherical coordinates is investigated. It is shown that in course of transition to the reduced radial wave function in the Schrodinger equation there appears additional term containing the Dirac delta function, which was unnoted during the full history of Physics and mathematics. The possibility of avoiding this contribution from the reduced radial equation is discussed. It is demonstrated that for this aim the necessary and sufficient condition is a requirement of the fast enough falling of the wave function at the origin. The result does not depend on character of potential – is it regular or singular

INTRODUCTION

This talk is prepared in collaboration with *Teimuraz Nadareishvili*, fellow of High Energy Physics Institute of Tbilisi State University.

The aim of this talk is to survey the singular behaviour of the Laplacian in spherical coordinates. Laplacian is encountered almost in all disciplines of Theoretical physics as well as in mathematical physics. In this article our attention is paid mostly to the Schrodinger equation.

In spherical coordinates after separation of angular variables following two forms of radial equations are used in practice

$$-\frac{1}{2m}\left[\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right]R(r)+\frac{l(l+1)}{2mr^2}R(r)+V(r)R(r)=ER(r) \tag{1}$$

or

$$\left[-\frac{1}{2m}\frac{d^2}{dr^2}+\frac{l(l+1)}{2mr^2}+V(r)\right]u(r)=Eu(r) \qquad u(r)=rR(r) \tag{2}$$

All of this is well known from the classical textbooks on quantum mechanics, electrodynamics and etc. We display them here for further practical purposes. It will be shown below that the status of the Eq.(2) is problematic.

From both mathematical and physical points of view it is very important that the solutions of radial equations were compatible with the full Schrodinger equation.This is verbaly mentioned in books , not only earlier [1,2], but also in the modern ones [3]. For example, P.Dirac [1] wrote: “Our equations ... strictly speaking, are not correct, but the error is restricted by only one point $r=0$. *It is necessary perform a special investigation of solutions of wave equations, that are derived by using the polar coordinates, to be convince are they valid in the point* $r=0$ (p.161)”.

We are sure that mathematicians knew about this problem (singularity of the Laplacian) for a long time, but character of singularity never been specified. It was always underlined in mathematics that $r>0$ strictly, but $r=0$ is not somehow prominent point for the 3-dimensional equation. Therefore refinement of the behaviour of the radial wave function at that point has a basic meaning by our opinion.

The first papers [4-7] on this problem appeared recently almost in parallel.

To complete the picture we first discuss briefly the essence of this problem and then some of its applications will be considered.

In the teaching books and scientific articles two methods were applied in the transition from Eq. (1) to Eq. (2):

1. Substitution

$$R(r) = \frac{u(r)}{r} \tag{3}$$

into the Eq. (1) and

2. Replacement of the differential expression in the parenthesis of Eq. (1) as [8-10][*)]

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right] \to \frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}(r.) \tag{4}$$

We demonstrate below that in both cases the mistakes were made.

[*)]In the fundamental book of J.D.Jackson [10] this relation is even exhibited on the cover-page in the list of the most fundamental forms!

Because all the principle information is concentrated in the Laplacian, we begin by consideration the classical Laplace equation in the vacuum (electrostatic equation)

1. THE LAPLACE EQUATION

Let us consider the Laplace equation in vacuum

$$\nabla^2 \text{¤}\left(\boldsymbol{r}\right) = 0 \tag{5}$$

This equation may be solved simply by separation of variables. The solution has the form [10]

$$\ddot{}\,(x, y, z) = e^{\pm i\sim x} e^{\pm i\ \ y} e^{\pm\sqrt{\sim^2 +\ \ ^2}\, z} \tag{6}$$

Clearly the solution is regular everywhere and at the origin is constant

$$\ddot{}\,(0) = const \tag{7}$$

There are another forms of solution of Eq.(5) depending on alternate ways of separation, but all of them gives the constant values at the origin.

Now, let us find the spherically symmetric solution. The corresponding equation is written as [8]

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\ddot{}\,(r) = 0 \tag{8}$$

The operator in parenthesis of Eq. (8) often is rewritten ([8], Ch.20, [9] etc.) according to (4) and, subsequently, equation (8) takes the form

$$\frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}\left(r\ddot{}\ \right) = 0\,, \tag{9}$$

the solution of which is

$$u(r) \equiv r\text{¨} = ar + b \tag{10}$$

But, determining from here the function

$$\text{¨} = a + \frac{b}{r} \tag{11}$$

does not obey to Eq. (8), because

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\left(\frac{1}{r}\right) = -4\text{®¢}^{(3)}(\boldsymbol{r}) \tag{12}$$

i.e. the function (11) is the solution everywhere except the origin of coordinates. It does not satisfy to the boundary value (7) as well.

What happens? *It seems that we made an illegal action somewhere (see, Feynmann [8]).*

It is possible to consider this problem by another way also, namely,following to the substitution (3), take

$$\text{¨}(r) = \frac{u(r)}{r} \tag{13}$$

in order to remove the first derivative term from the Eq. (8). Then we obtain

$$\frac{1}{r}\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)u(r) + u(r)\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\left(\frac{1}{r}\right) + 2\frac{du}{dr}\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r}\right) = 0 \tag{14}$$

The last term cancels the first derivative term in the first parenthesis and there remains

$$\frac{1}{r}\frac{d^2u}{dr^2} + u\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\left(\frac{1}{r}\right) = 0\,. \tag{15}$$

But, according to Eq. (18), it follows

$$\frac{1}{r}\frac{d^2u}{dr^2} - 4\text{®¢}^{(3)}(\mathbf{r})u(r) = 0 \tag{16}$$

The appearance of the delta function is unexpected. Comparing this one with Eq. (13) we conclude that the representation of the Laplace operator in the form (4) is not valid *everywhere.* The correct form is [5, 7]

$$\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr} = \frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}(r\,\cdot) - 4\text{®¢}^{(3)}(\boldsymbol{r})r\,\cdot \tag{17}$$

This expression defines the form of the Laplacian precisely everywhere including the origin of coordinates.

It is evident, that after substitutions

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\text{¨} \Rightarrow \frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}(r\text{¨}) \quad \text{and} \quad u = r\text{¨} \tag{18}$$

the solution $\text{¨} = u/r$, obtained from the equation (9), never satisfies to the initial equation (8) *everywhere.*

By unknown for us reasons this simple fact stayed unnoted and in all papers as well as in all books the expression (7) was used. As we made clear up above, in this case the obtained solution (11) looks like if there is a point source at the origin. However it is not so – mathematical reason is that in spherical coordinates the point $r = 0$ is absent. The Jacobian of transformation to spherical coordinates has a form $J = r^2 \sin\theta$ and is singular at points $r = 0$ and $\theta = n\pi \quad (n = 0,1,2,...)$.

Singularity in angles is eliminated by requirements of continuity and uniquiness, which lead to spherical harmonics $Y_l^m(\theta,\varphi)$. As regards of the radial variable r, there is no such restriction for it. Therefore if we want to derive the solution valid everywhere, we are forced to include the delta function in the consideration.

It must be noted that the appearance of the delta function in the Laplace equation was discussed also in article [6], where the difference between spaces R^n and $R^n/\{0\}$ is studied from the positions of distribution theory.

The question is: *how to formulate the problem in such a way that to remain all results derived earlier for the central potentials with the aid of traditional reduced radial equation (2) containing the second derivative only?* One of the reasonable way is the following: Because in spherical coordinates [11] $\delta^{(3)}(\vec{r}) = \dfrac{\delta(r)}{4\pi r^2}$, the Eq. (20) can be reduced to

$$r\frac{d^2u}{dr^2} - \delta(r)u(r) = 0 \tag{19}$$

or

$$r\frac{d^2u}{dr^2} - u(0)\delta(r) = 0 \tag{20}$$

Let us require that the additional term does not present, i.e.

$$u(0) = 0 \tag{21}$$

Moreover the delta function be “overcome” if at least

$$\lim_{r\to 0} u(r) \approx r \tag{22}$$

Then, owing to the relation $r\delta(r) = 0$, the extra term falls out and the standard equation (9) remains. Let us look at first what the condition (21) gives in above obtained solution, (10). Requiring (21), it follows $b = 0$, i.e. $u = ar$ and $\varphi(r) = a = const$. Hence we obtain the correct, consisting with the full equation (5) value (7). It is consisting also with the real physical picture.

Therefore in the reduced radial equation (2) we must consider only such class of solutions, which vanish at the origin. All the other boundary conditions loss the physical meaning and have only mathematical interest. It is precisely the main result of this Section – the equation (2) gives the consistent with the primary equation in cartesian coordinates solution only if the restriction (21) is satisfied. Appearance of this condition is purely geometrical (not a dynamical) artefact. In short words, the Eq.(2) and the condition (21) appear simultaneously.

2. CONCLUSIONS

We have found a singularity like the Dirac delta function in process of reduction the Laplace equation in spherical polar coordinates, that was not mentioned earlier. The cornerstone in our consideration was a requirement of Dirac that the solution of the radial equation at the same time must be a solution of the full 3-dimensional equation.

On the basis of this observation we have proved that for removing this extra term from the radial equation it is necessary and sufficient to impose the reduced radial wave function by definite restriction, which has a form of the boundary condition at the origin, eq. (21). Moreover this condition is independent of whether the potential in the Schrodinger equation is regular or singular. The singular potential influences only the character of turning to zero the radial function at the origin.

The substitution (3) is convenient because the problem reduces to one dimensional one on the semi-axis.

Above discribed situation takes place in spaces with dimensions three and more. Therefore in all equations of mathematical physics, where the Laplacian is involved, after the separation of angular variables the singular solutions, generally speaking, would not be the solutions of the primary equations.It concerns e.g. to spherical Bessel functions – the spherical Neuman function is singular and is not the solution of the full problem.

REFERENCES

1. Dirac, P.M.A., *The Principles of quantum mechanics*: Second edition, Oxford at the Clarendon press, 1935.

2.Messiah, A., *Quantum Mechanics*: Vol 1, North-Holland Publishing Company, Amsterdam,1961.

3. Rae, I.M., *Quantum Mechanics*: Fourth edition, IOP Publising Ltd, Bristol and Philadelphia, 2002.

4. Khelashvili A and Nadareishvili T., *Am.J.Phys*, 2011, vol 79**,** 668; arXiv: 1009.2694v2

5. Khelashvili A and Nadareishvili T., *Bulletin of the Georgian National Academy of Sciences (Moambe)*,2012, vol 6**,** 68; arXiv: 1102.1185v2

6. Cantelaube,Y and L. Khelif,L., *Journal of Mathematical Physics*, 2010, vol 51,053518.

7. Cantelaube, Y ., arXiv: 1203.0551

8. Feynman, R, Leighton, R and M. Sands, M., *The Feynman Lectures on Physics* vol 2, Addison-Wesley Publishing Company,Inc.Reading,Massachusetts, Pablo Alto, London., 1964 .

9. Weinberg,S., *Lectures on Quantum Mechanics,* Cambridge: Cambridge University Press, 2013.

10. Jackson, J. D., *Classical Electrodynamics*: Third Edition John Wiley & Sons, New York, 1999.

11. Blinder,M., *Am. J. Phys,*2003, vol 71**,** 816.

ZAMANDAN ASILI XƏTTİ POTENSİAL ÜÇÜN ŞREDİNGER TƏNLİYİNİN BƏZİ HƏLLƏRİ

Ş.M. Nağıyev[1], A.İ. Kazımova[2], K.Ş. Cəfərova[1]

[1]*AMEA Fizika İnstitutu*

[2]*Gəncə Dövlət Universiteti*

1. Giriş

Kvant nəzəriyyəsinin əsas məsələlərindən biri fiziki sisitemlərin zamana görə evolyusiyasının tədqiqidir. Qeyri-stasionar hərəkət tənliklərinin dəqiqi həllərinin qurulması böyük maraq doğurur, çünki onlar kvant sistemlərinin zamana görə inkşafını təsvir edir və baxılan sistemi xarakterizə edən fiziki kəmiyyətlərin dəyişməsini ən dolğun şəkildə izləməyə imkan verir. Lakin yaxşı məlumdur ki, zamandan asılı Şredinger tənliyinin dəqiq həlləri tapılan kvant sistemlərinin sayı çox deyildir. Zamandan asılı harmonik ossilyator və zamandan asılı xətti potensial modelləri dəqiq həll olunan modellərə yaxşı misallardır. Bu modellər fizikanın müxtəlif sahələrində geniş tətbiqlər tapmaqdadır.

Məqsədimiz zamandan asılı xətti potensial üçün Şredinger tənliyinin bəzi dəqiq həllərini tapmaq və onları araşdırmaqdır. Biz bunun üçün evolusiya operatoru metodundan istifadə edəcəyik. Qeyd edək ki, 30 ildən çoxdur ki, zamandan asılı xətti potensial üçün Şredinger tənliyinin analitik həlləri fiziklərin diqqətini cəlb etmişdir [1-7]. Zamandan asılı kvant sistemlərini öyrənmək üçün bu işlərdə Lewis-Riesenfeld (LR) invariant metodundan [8], trayektoriyalar üzrə inteqral metodundan [9] və fəza-zaman çevirmələri metodundan [5] istifadə olunmuşdur. Nəticədə müstəvi dalğa tipli, Eyri paketi tipli [1, 5] və Qauss dalğa paketi tipli [6] həllər tapılmışdır.

Biz məlum həllərlə yanaşı məsələnin yeni həllərini məsələn, ossilyator tipli həllərini də tapmışıq. Biz məsələni həm konfiqurasiya fəzasında, həm də impuls fəzasında ən ümumi halda – zərrəciyin kütləsinin zamandan asılı oldu halda həll etmişik.

2. Konfiqurasiya fəzası

Zərrəciyin zamandan asılı xətti potensial sahədə hərəkətini təsvir edən Şredinger tənliyi belədir

$$i\hbar\partial_t \Psi(x,t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2M(t)}\partial_x^2 - F(t)x\right]\Psi(x,t), \tag{2.1}$$

burada $M(t)$ -kütlə, $F(t)$ -qüvvədir. Onlar zamanın ixtiyari funksiyalarıdır. (2.1) tənliyinin həlli evolusiya operatoru $U(x,t)$-nin köməyilə tapıla bilər:

$$\Psi(x,t) = U(x,t)\Psi(x,0), \tag{2.2}$$

burada $\Psi(x,0)$ başlanğıc zaman anında sistemin dalğa funksiyasıdır. $U(x,t)$ operatorunun aşkar şəkili [10] işində tapılmışdır:

$$U(x,t) = e^{\frac{ix\phi(t)}{\hbar}} e^{-\frac{i}{\hbar}\int_0^t \frac{1}{2M(t')}\left[-i\hbar\partial_x + \phi(t')\right]^2 dt'}, \tag{2.3}$$

burada $¢(t)=\int_0^t F(t')dt'$. (2.3)-ü (2.2)-də yerinə yazsaq, Şredinger tənliyinin həlləri üçün

$$·\,(x,t)=e^{\frac{i}{\hbar}[x¢(t)-S_0(t)]}e^{-S_1(t)\partial_x}e^{i\hbar S_2(t)\partial_x^2}·\,(x,0), \qquad (2.4)$$

ümumi təsvirini alırıq, burada

$$S_0(t)=\int_0^t\frac{¢^2(t')}{2M(t')}dt',\; S_1(t)=\int_0^t\frac{¢(t')}{M(t')}dt',\; S_2(t)=\int_0^t\frac{dt'}{2M(t')}. \qquad (2.5)$$

Əgər $«(t)=m$ götürsək

$$S_0(t)=\frac{¢_2(t)}{2m},\;\; S_1(t)=\frac{¢_1(t)}{m},\;\; S_2(t)=\frac{t}{2m}, \qquad (2.6)$$

olar, burada $¢_1(t)=\int_0^t ¢(t')dt'$ və $¢_2(t)=\int_0^t ¢^2(t')dt'.$

İndi (2.4) ifadəsində müxtəlif başlanğıc dalğa funksiyaları $·\,(x,0)$ seçərək, $t>0$ zaman anları üçün müxtəlif $·\,(x,t)$ dalğa funksiyaları qura bilərik. Misallara baxaq.

1) $·\,(x,0)=C=const.$ Bu halda asanlıqla alırıq ki,

$$·\,(x,t)=Ce^{\frac{i}{\hbar}[x¢(t)-S_0(t)]}. \qquad (2.7)$$

Bu həll müstəvi dalğa tipli həlldir.

2) $·\,(x,0)=Ce^{iAx},C,A=const.$ Bu halda tapırıq ki,

$$·\,(x,t)=Ce^{iA[x-S_1(t)]}e^{-i\hbar S_2(t)A^2}e^{\frac{i}{\hbar}[x¢(t)-S_0(t)]}. \qquad (2.8)$$

3) $·\,(x,0)=Ai(Bx)$, burada $Ai(x)$- Eyri funksiyası, $B-$isə ixtyari sabitdir. Nəticə belədir:

$$·\,(x,t)=e^{\frac{i}{\hbar}[x¢(t)-S_0(t)]}\,e^{i\hbar S_2(t)B^3[x-S_1(t)]-\frac{2}{3}i\hbar^3S_2^3(t)B^6}\,·,$$

$$·\,Ai(B[x-S_1(t)-\hbar^2S_2^2(t)B^3]). \qquad (2.9)$$

3. İmpuls fəzası

(2.1) Şredinger tənliyini impuls fəzasında yazaq:

$$i\hbar\partial_t\Phi(p,t)=\left[\frac{p^2}{2M(t)}-i\hbar F(t)\partial_p\right]\Phi(p,t). \qquad (3.1)$$

İmpuls fəzasında evolusiya operatoru sadə şəkilə malikdir:

$$U(p,t)=e^{-\frac{i}{\hbar}\int_0^t\frac{[p'-¢(t)+¢(t')]^2}{2M(t')}dt'}e^{-¢(t)\partial_p}. \qquad (3.2)$$

İndi biz (3.1) tənliyinin simvolik həllini yaza bilərik:

$$\Phi(p,t)=e^{-\frac{i}{\hbar}\int_0^t\frac{[p-\text{¢}(t)+\text{¢}(t')]^2}{2M(t')}dt'}\Phi(p-\text{¢}(t),0). \qquad (3.3)$$

$\Phi(p,0)$ p-fəzasında ixtiyari funksiyadır (başlanğıc dalğa funksiyasıdır).

Misal olaraq Qauss tipli dalğa paketi həlli tapaq. Bunun üçün başlanğıc dalğa funksiyasını belə seçək:

$$\Phi(p,0)=\left(2\pm^2/\text{®}\hbar^2\right)^{1/4}\exp\left[-\frac{\pm^2(p-p_0)^2}{\hbar^2}-i\frac{(p-p_0)}{\hbar}x_0\right], \qquad (3.4)$$

burada p_0 və x_0 baxılan kvant halında impulsun və koordinatın orta qiymətləridir. Sadə çevirmələrdən sonra Qauss tipli həlli tapırıq:

$$\Phi(p,t)=\left(2\pm^2/\text{®}\hbar^2\right)^{1/4}\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_0^t\frac{p_c^2(t')}{2M(t')}dt'\right)\exp\left(\frac{\pm^2(1+it/T(t))}{\hbar^2}[p-p_c(t)]^2\right)\times$$
$$\times\exp\left(-\frac{i}{\hbar}[p-p_c(t)]x_c(t)\right), \qquad (3.5)$$

burada $p_c(t)$ və $x_c(t)$ funksiyaları aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$p_c(t)=p_0+\text{¢}(t),\ \ x_c(t)=x_0+\int_0^t\frac{p_c(t')}{M(t')}dt'. \qquad (3.6)$$

Burada

$$T(t)=\frac{\pm^2t}{\hbar S_2(t)}=\frac{\frac{\pm^2t}{\hbar}}{\int_0^t\frac{dt'}{2M(t')}} \qquad (3.7)$$

parametri Qauss dalğa paketi (3.5)-in dağılma müddətinin zamandan asılı ölçüsüdür.

Konfiqurasiya x -təsvirində (3.5) dalğa funksiyası belə şəkil alır:

$$\cdot\ (x,t)=\frac{1}{\left(\text{®}\hbar\right)^{1/4}\sqrt{\pm(1+it/T(t))}}\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_0^t\frac{p_c^2(t')}{2M(t')}dt'\right)\exp\left(\frac{\pm^2(1+it/T(t))}{\hbar^2}[p-p_c(t)]^2\right)\times$$
$$\times\exp\left(-\frac{[x-x_c(t)]^2}{4\pm^2(t)}+\frac{i}{\hbar}p_c(t)x\right),$$

burada $\pm^2(t)=\pm^2(1+it/T(t))$.

4. Ossilyator tipli həllər

Şredinger tənliyi (2.1) -in sonlu sayda həlləri var. Bu paraqrafda biz onun ossilyator tipli həllərini tapacağıq. Bunun üçün başıanğıc dalğa funksiyasını belə seçək

$$\cdot\ _n(x,0)=c_ne^{-\frac{1}{2}\text{ª}^2x^2}H_n(\text{ª},x),\ \ \text{ª}=\sqrt{m\mu/\hbar}\ , \qquad (4.1)$$

Burada $H_n(x)$ - Ermit çoxhədliləridir və c_n-əmsalı normallama vuruğudur. Evolusiya operatorunun (4.1) -ə təsirini hesablasaq, alarıq

$$\begin{gathered}\psi(x,t) = \frac{c_n}{\sqrt{\varepsilon(t)}} \exp\left(\frac{\varepsilon^*(t)}{\varepsilon(t)}\right)^{n/2} \exp\left(\frac{i}{\hbar}[x\,{}'(t) - S_0(t)]\right) \times \\ \times \exp\left(-\frac{\alpha^2 [x - S_1(t)]^2}{2\varepsilon(t)}\right) H_n\left(\frac{\alpha[x - S_1(t)]}{|\varepsilon(t)|}\right).\end{gathered} \tag{4.2}$$

burada $\varepsilon(t) = 1 + 2i\hbar\alpha^2 S_2(t)$-işarələməsi daxil edilmişdir. (4.2) həllərini udulma və doğulma operatorlarının

$$\begin{gathered}a(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\alpha \hat{x}_1(t) + \frac{i\varepsilon(t)}{\alpha\hbar}\hat{p}_1(t)\right), \\ a^+(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\alpha \hat{x}_1(t) - \frac{i\varepsilon^*(t)}{\alpha\hbar}\hat{p}_1(t)\right).\end{gathered} \tag{4.3}$$

köməyilə də almaq olar, burada

$$\begin{gathered}\hat{x}_1(t) = \hat{x} - S_1(t),\ \hat{p}_1 = \hat{p} - {}'(t): \\ a(t)\psi_n(x,t) = \sqrt{n}\,\psi_{n-1}(x,t),\ a^+(t)\psi_n(x,t) = \sqrt{n+1}\,\psi_{n+1}(x,t).\end{gathered} \tag{4.4}$$

Şredinger tənliyi (2.1)-in ümumi həlli bütün $\psi(x,t)$-lərin superpozisiyası olacaqdır, yəni

$$\psi(x,t) = \sum_n a_n \psi_n(x,t)\,, \tag{4.5}$$

burada a_n -ixtiuyari sabit əmsallarıdır.

5. Sərbəst zərrəcik və xətti potensial sahədə hərəkət edən zərrəcik məsələləri arasında unitar ekvivalentlik

Şredinger tənliyi (2.1) –i belə yazaq:

$$\hat{S}_L \psi_L(x,t) = 0,\ \hat{S}_L = i\hbar\partial_t + \frac{\hbar^2}{2M(t)}\partial_x^2 - F(t)x. \tag{5.1}$$

Unitar çevirmə aparaq

$$\hat{S}_F(t) = U_1^{-1}(t)\,\hat{S}_L(t)U_1(t) = i\hbar\partial_t + \frac{\hbar^2}{2M(t)}\partial_x^2, \tag{5.2a}$$

$$\psi_F(x,t) = U_1^{-1}(t)\psi_L(x,t)\,. \tag{5.2b}$$

Bu halda (5.1) tənliyi belə şəkilə düşür:

$$\hat{S}_F(t)\psi_F(x,t) = 0\,, \tag{5.3}$$

yəni biz sərbəst zərrəcik üçün Şredinger tənliyini alarıq. Göstərmək olar ki, (5.2) şərtlərini ödəyən unitar operator

$$U_1(t) = e^{\frac{i}{\hbar}[x'(t) - S_0(t)]} e^{-S_1(t)\partial_x} \qquad (5.4)$$

şəklindədir. Beləliklə, $U_1(t)$-operatoru sərbəst Şredinger tənliyinin hər bir həllini xətti potensiallı Şredinger tənliyinin həllinə keçirir, $U_1^{-1}(t)$-operatoru isə əks keçidi doğurur.

ƏDƏBİYYAT

1. M.V. Berry, N.L. Balazs, Am. J. Phys. **47** (1979) 264.
2. M.A. Gregorio, A.S. de Castro, Am. J. Phys. **52** (1984) 557.
3. V.V.Dodonov, V.I.Manko, O.V.Shakhmistova, Phys. Lett. A**102** (1984) 295.
4. I. Guedes, Phys. Rev. A**63** (2001) 034102.
5. M. Feng, Phys. Rev. A**64** (2002) 034101.
6. P.-G. Luan, C.-Sh.Tang, Phys. Rev. A**71** (2005) 014101.
7. H.Bekkar, F.Benamura, M.Maamache, Phys. Rev. A**68** (2003) 016101.
8. H.R.Lewis, W.B.Riesenfeld, J.Math.Phys. **10** (1969)1458.
9. R.Feynman, A.R.Hibbs, Quantum mechanics and path integrals (McGraw-Hill, New York, 1965).
10. Sh.M. Nagiyev, K.Sh. Jafarova, Phys. Lett. A**377** (2013) 747.

ISING MODEL ON A 3-7 LATTICE: ORDER AND DISORDER

Viktor Urumov

Partenij Zografski 46, Skopje, Macedonia

v.urumov@gmail.com

The analytic solution of the model is obtained using the method of mapping. One observes ferromagnetic and ferromagnetic phases, and the reentrance phenomenon. For a certain range of interaction parameters between nearest neighbors, as a result of geometrical frustration, the ground state is degenerate, but nevertheless the system exhibits phase ransition at a finite critical temperature accompanied by coexistence of order and disorder.

INTRODUCTION

The model proposed by Lenz [1] to his student Ising [2] has an important place in the theory of phase transitions, as shown by the huge number of published papers accumulated over the years. The model has been applied to magnetic systems, lattice gas, binary alloys, systems with random interactions and random fields, and different types of lattices

with nearest and further neighbor interactions. An introductory guide to the literature in the field has been prepared by Tobochnik [3].

Geometrical frustration first appeared when the triangular lattice was considered [4]. The spin system is said to be frustrated if its minimum energy does not incorporate the minimum of all local interactions of each pair of spins. In an elementary triangle with Ising spins with two possible orientations at each vertex, when the interaction is antiferromagnetic, all three bonds cannot be simultaneously in the state of lower energy.

ISING MODEL ON THE 3-7 LATTICE AND ITS TRANSFORMATION

The elementary plaquette of the lattice in the shape of a square is depicted in Fig. 1a. There are five internal sites, connected in the shape of bow tie and four at the corners of the square. The spin at each site can be in one of two possible states, denoted as upwards and downwards orientations, or plus and minus. The lattice has a structure similar to a chessboard pattern. Each plaquette is surounded by four plaquettes, all of them rotated by 90^o with respect to the one in the middle. This gives rise to heptagons from the elements of each pair of eighboring plaquettes. Hence the name 3-7 or bow tie lattice. The Cairo lattice has a similar structure, containing only pentagons [5, 6]. There are sites with two different coordination numbers, three and four. Only pair interactions between nearest neighbors are assumed, with an interaction strength, J , J_1, or J_2, depending on the type of bond (Fig. 1a). The contribution to the Hamiltonian of the system from each elementary plaquette is given by

$$H = -J(s_1 s_2 + s_3 s_4) - J(s_1 \pm_1 + s_2 \pm_2 + s_3 \pm_3 + s_4 \pm_4)\,. \qquad (1)$$

There are several ways to proceed. It can be verified that the partial summation in the partition function leads to a system that satisfies the free fermion condition [7] and subsequently to an equation for the critical temperature. Another method is to use star-triangle and dedecoration transformations [8] to map the model to the centered square lattice with nearest and next-nearest neighbor diagonal noncrossing interactions solved by Vaks et al. [9]. It is simpler to achieve the mapping to the above mentioned lattice by using the general transformation [10]. Thus, summation over all possible orientations of the internal spins of an elementary plaquette and the subsequent identity in Eq. 2, provide the effective interactions $P(K, K_1, K_2)$ and $Q(K, K_1, K_2)$ of the centered square lattice (Fig. 1b)

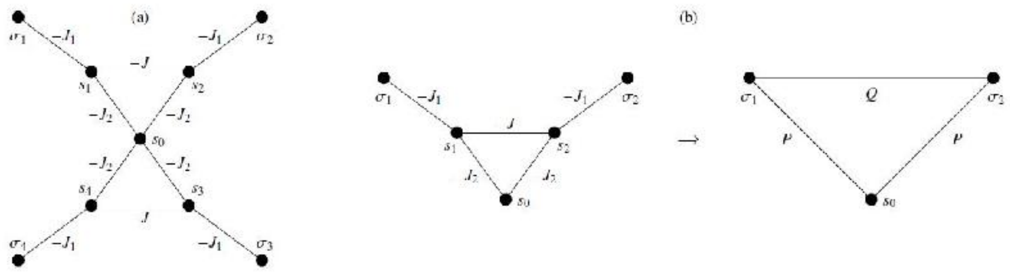


Fig. 1. (a) Elementary plaquette of 3-7 lattice, (b) Transformation by elimination of the internal spin variables s_1 and s_2.

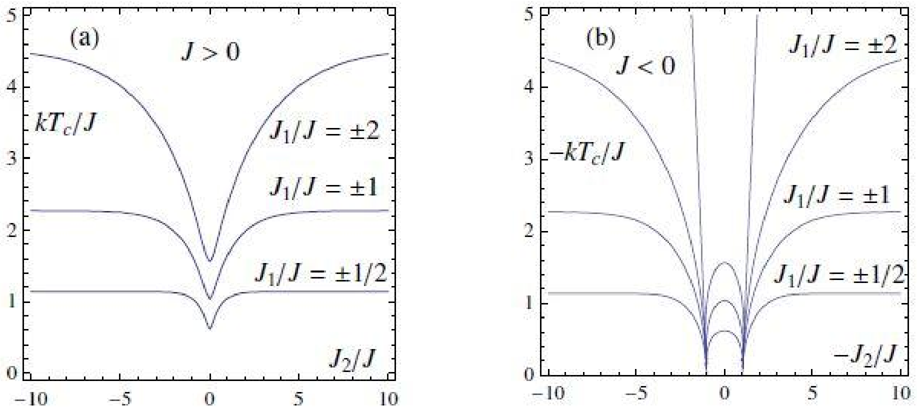


Fig. 2. Critical temperature as a function of J_2/J for several values of J_1/J : (a) $J>0$, (b) $J<0$. The slightly inclined lines are the asymptotes in the limit $T_c \to 0$ indicating reentrance in a tiny interval.

$$\sum_{s_1,s_2} \exp(-H/kT) = \sum_{s_1,s_2} \exp[Ks_1s_2 + K_1 s_0 (s_1+s_2) + K_2 (s_1 \pm_1 + s_2 \pm_2)] =$$

$$= A \exp[P s_0 (\pm_1 + \pm_2) + Q \pm_1 \pm_2], \tag{2}$$

where

$$\exp(4P) = [\exp(-K) + \exp\cosh 2(K_1+K_2)] / [\exp(-K) + \exp\cosh 2(K_1-K_2)], \tag{3}$$

$$\exp(4Q) = [\exp(K) + \exp\cosh 2(K_1+K_2)] \times$$
$$[\exp(-K) + \exp\cosh 2(K_1-K_2)] / [\exp K \cosh 2K_1 + \exp(-K)\cosh 2K_2]^2 \tag{4}$$

$$A^4 =$$
$$= 16[\exp(-K) + \exp\cosh 2(K_1+K_2)][\exp(-K) + \exp\cosh 2(K_1-K_2)] \times$$
$$[\exp K \cosh 2K_1 + \exp(-K)\cosh 2K_2]^2 \tag{5}$$

$K = J/kT$, $K_1 = J_1/kT$, $K_2 = J_2/kT$, k is the Boltzmann constant and T is the absolute temperature. Here A represents a factor contributed to the partition function from each elementary plaquette. The effective interaction $P(K, K_1, K_2)$ is even function of K_1 and K_2, while $Q(K, K_1, K_2)$ is odd function of the same arguments. Therefore $P(K, -K_1, -K_2) = P(K, K_1, K_2)$ and $Q(K, -K_1, -K_2) = Q(K, K_1, K_2)$, and the space of parameters to be examined can be reduced to $J_1 > 0$ or $J_2 > 0$.

CRITICAL TEMPERATURE

There are two equivalent ways for determination of the critical temperature. In the first case it can be obtained from one or both of the following two equations [9]

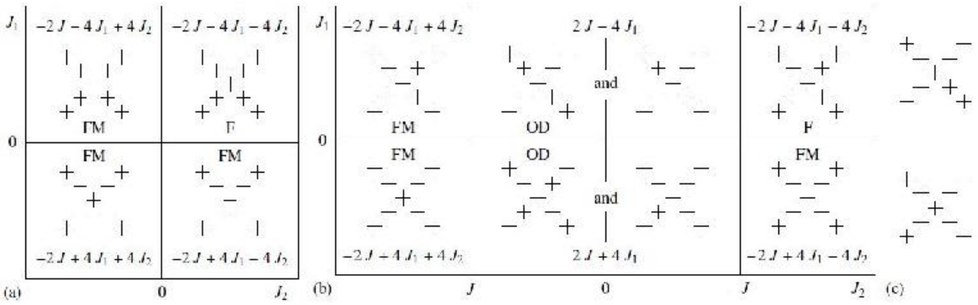


Fig. 3. Ground state energy and spin orientations of the elementary plaquette: ((a) $J > 0$, (b) $J < 0$, (c) two basic ground states when $J < 0$ and $|J_2| < |J|$. *FM* - ferrimagnetic state, *F* – ferromagnetic state, *OD* - coexistence of order and disorder.

$$(y+1)^2(x^2+1)^2 = 2(1-x^2)^2, \qquad (y+1)^2(x^2+1)^2 = 2y(1-x^2)^2, \tag{6}$$

where $x = \tanh P$ and $y = \tanh Q$. Alternatively the equation for T_c is given by [9, 11]

$$(1-x^4)^2 + 4x^4(1-y^2)^2 = 4[xy(1+x^2)]^2 \tag{7}$$

where $x = \exp(-2P)$ and $y = \exp(-2Q)$. The latter equation can be factorized, which leads to the following simplified expressions

$$y_{1,2} = \pm 1 + \frac{1+x^2}{\sqrt{2}x}, \qquad y_{3,4} = \pm 1 - \frac{1+x^2}{\sqrt{2}x} \tag{8}$$

Only y_1 and y_2 are positive and provide the expressions for determination of the critical temperature.

In Fig. 2a the dependence of T_c on the exchange interaction parameters is shown for the case $J > 0$. The critical temperature increases with the increase of the strength of J_1 independently of its sign. The minima of the curves correspond to the critical temperature of the doubly decorated square lattice which is obtained when the interaction J_2 vanishes. The analogous curves for $J < 0$ are shown in Fig. 2b. The critical temperature, similarly to the case of the triangular lattice, vanishes due to frustration when $J_2 = \pm|J|$. The approach to zero, for $J_2 > 0$, follows the asymptotic law

$$kT_c / J = (4/\ln 2)(1 + J_2/J), \tag{9}$$

or its symmetric expression when $J_2 < 0$. The same asymptotic law is found for the dependence of T_c on J, for a given J_2, when $J \to -|J_2|$.

In a narrow interval for J_2 when $|J_2| > |J|$, increasing the temperature from zero, a disordered phase appears, which is followed by an ordered phase that disappears with further increase of the temperature. Such a behavior is known as reentrance phenomenon.

GROUND STATE

The ground states of the system are shown in Fig. 3a and 3b. When $J < 0$ and $|J_2| < |J|$, the ground state is degenerate. There are altogether 8 different arrangements of the spins on an elementary plaquette with a minimal energy. They arise from the two basic configurations (Fig. 3c) by mirror symmetry with respect to vertical line and from interchange between up and down spin orientations. Only the configurations obtained from the upper arrangement in Fig. 3c can cover the whole plane with plaquettes at their lowest energy. All possible coverages can be obtained by the quadruplets containing four elementary plaquettes shown in Fig. 4a and 4b for $J < 0$ and $|J_2| < |J|$, and $J_1 < 0$ or $J_1 < 0$, respectively.

Depending on the interaction parameters, the ground state is ferromagnetic (F) or ferrimagnetic (FM), except for the case when $J < 0$ and $|J_2| < |J|$. In the latter case, at *T = 0*, one observes coexistence of order and disorder (OD).

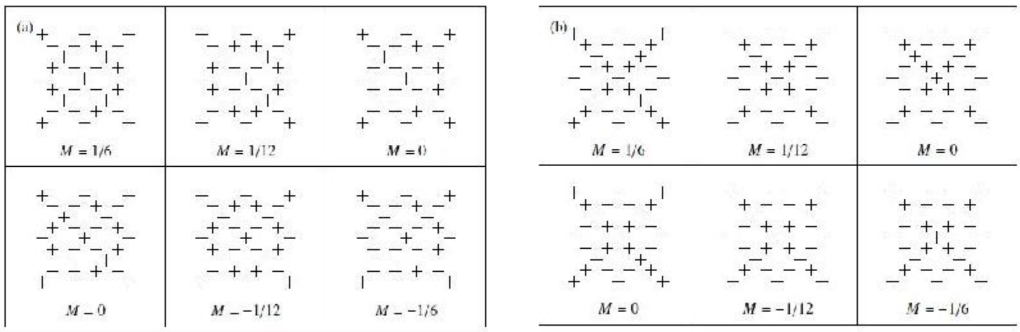


FIGURE 4. Quadruplets of elementary plaquettes in the ground state: (a) $J < 0$, $J_1 < 0$, $-|J| < J_2 < |J|$, (b) $J < 0$, $J_1 >$ ($-|J| < J_2 < |J|$. Plaquettes on each diagonal have their own specific orientation which is rotated by 90° in comparison to th orientation of plaquettes on the other diagonal. Central spins are disordered, the remaining spins have antiferromagnetic (a) an superantiferromagnetic (b) order.

The central spins of each plaquette have arbitrary orientation, while the remaining spins are ordered antiferromagnetically (Fig. 4a) or superantiferromagnetically (Fig. 4b). The entropy at *T = 0* for the OD state is $S_0 = \ln(2)/6$. The magnetization of the quadruplets with lowest energy takes one of the following values: $0, \pm 1/12$ and $\pm 1/6$. Despite the degeneracy of the ground state for the case under consideration, the system has a finite critical temperature (Fig. 2b). Similar behavior was observed in other two-dimensional Ising models [12].

DISCUSSION

The analysis of the model was performed without any approximation. It shows phase transition to some ordered phase or transition to a state leading to coexistence of order and partial disorder. For $J \to 0$ the model is reduced to decorated square lattice, for $J \to \infty$ it becomes equivalent to partly decorated pentagonal Cairo lattice. Other limiting cases considered previously are: $J_1 \to \infty$, $J_2 \to 0$ and $J_2 \to \infty$.

The model is exactly solvable in the more general case with higher spins included, not necessarily equal, at the intermediate locations between the central and corner spins. Also, the symmetry of the interactions could be avoided and one can introduce further neighbor interactions between spins in the first part of Fig. 1b.

REFERENCES

1. W. Lenz, Z. Phys. 21, 613-615 (1920).
2. E. Ising, Z. Phys. 31, 253-258 (1925).
3. J. Tobochnik, Am. J. Phys. [69, 255-263 (2001).
4. R. M. F. Houtappel, Physica 16, 425-455 (1950).
5. V. Urumov, J. of Phys. A: Math. Gen. 35, 7317-7321 (2002).
6. M. Rojas, O. Rojas, and S. M. de Souza, Phys. Rev. E 86, 051116-1-11 (2012).
7. C. Fan, and F. Y. Wu, Phys. Rev. B 2, 723-733 (1970).
8. I. Syozi. "Transformation of Ising Models" in Phase Transitions and Critical Phenomena Vol. 1, edited by C. Domb and M. S. Green, Academic Press, New York, 1972.
9. V. G. Vaks, A. I. Larkin, and Yu. N. Ovchinnikov, Zh. Eksp. Theor. Phys. 45, 1180-1189 (1965) [Sov. Phys. JETP 22, 820-826 (1966)].
10. O. Rojas, and S. M. de Souza, J. of Phys. A: Math. Theor. 44, 245001-1-17 (2011).
11. T. C. Choy, and R. J. Baxter, Phys. Lett. A 125, 365-368 (1987).
12. P. Azaria, H. T. Diep, and H. Giacomini, Phys. Rev. Lett. 59, 1629-1632 (1987);
H. T. Diep, M. Debauche, and H. Giacomini, Phys. Rev. B 43, 8759-8762 (1991).

QCD SUM RULES FOR THE 70-PLET BARYONS

T. Aliev and V. Zamiralov *

Institute of physics, Baku, Azerbaijan and Physical Department,

Middle East Technical University, Ankara, Turkey, taliev@metu. edu.tr,

** Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia, zamir@depni .sinp.msu.ru*

Magnetic moments of the positive parity 70-plet baryons are estimated within the nonrelativistic quark model and QCD sum rules method. It is found that the magnetic moments of the 70-plet baryons can be expressed in terms of the D and F couplings. Results reproduce the nonrelativistic quark model predictions and exhibit unitary symmetry pattern.

Study of the electromagnetic properties of hadrons represents very important source of information about their internal structure and can provide valuable insight in understanding the mechanism of strong interactions at low energies, i.e., about nonperturbative aspects of QCD. Particular interest deserves magnetic moments of baryons as the subject of permanent study due to growing experimental information [1]. Magnetic moments of the positive parity octet and decuplet baryons are studied in framework of different approaches such as nonrelativistic quark model (NRQM) [2], static quark model [3], QCD string approach [4], chiral perturbation theory [4], Skyrme model [5], traditional QCD sum rules [6], light-cone version of QCD sum rules [7], lattice QCD [8].

Shortly we discuss construction of QCD sum rules introduced in [9], [10].

The starting point is polarization operator (correlator) for Σ -like hyperons. Excplicitly we write it for Σ^0 - hyperon:

$$\Pi^{\Sigma} = i \int dk\, d^4 x \exp(ipx) <0|T\{\eta^{\Sigma}(x), \eta^{\Sigma}(0)\}|\gamma>, \qquad (1)$$

where interpolating currents (in some way analogue of the baryon wave functions in NRQM) could be chosen as

$$\eta^{\Sigma 0}(x) = [u^{aT} C s^b \gamma_5 d^c - d^{aT} C s^b \gamma_5 u^c - (C s^b \gamma_5 \rightarrow C \gamma_5 s^b x)], \qquad (2)$$

where a, b, c are the color indices, C is the charge conjugation matrix. Other baryon currents (but that of Λ) are written by changing quark symbols.

The idea of the **QCD sum** rules [9],[10] could be stated as follows: polarization operator is calculated in two different schemes:

(1) Upon using some phenomenological pole model saturated by baryon poles and resonances plus high energy contributions;

(2) Upon performing Wilson operator product expansion (OPE) and calculating quark diagrams with insertions of non-zero vacuum expectation values.

Putting them equal and performing Borel transformation one arrives at desired sum rule .

We can write QCD sum rules for the magnetic moments of Σ -like octet 56-plet baryons μ_B [7, 11] as

$$a_B^2 \mu_B \exp(-m^2/M^2) = (e_u + e_d)\,\Pi_1(u, d, s) + e_s \Pi_2(u, d, s), \qquad (3)$$

while for the Λ-hyperon we obtain result with the use of the relations from [11]. The a_{B} are so-called Borel residue, M is characteristic parameter of the Borel transformation and Π_i can be found in [6] and [12].We have shown earlier that unitary symmetry plays essential role in the QCD sum rules in relating various couplings through well-known F- and D-type structures reducing number of independent correlation functions to minimum. We would show here in what way unitary pattern of the QCD sum rules arrives. We remind in what way SU(3) description in tems of F- and D couplings arrives in NRQM. Let us begin with the discussion of the 56-plet baryon octet $1/2^+$ in SU(3) and assume that photon interacts in a different way with two quarks of similar flavor of the Σ-like baryon B(qq, Q) and with a single quark Q. As an example let the magnetic moment operator has the form $e_q w_q a^q$, where new operator w_q just differs between a single Q quark and a biquark $(q_\uparrow q_\uparrow)$ or $(q_\uparrow q_\downarrow)$ through the matrix elements

$$< q_\uparrow q_\uparrow, Q_\downarrow | w_q | q_\uparrow q_\uparrow, Q_\downarrow > = w_{\uparrow\uparrow}, \quad < q_\uparrow q_\downarrow, Q_\uparrow | w_q | q_\uparrow q_\downarrow, Q_\uparrow > = w_{\uparrow\downarrow},$$

$$< q_\uparrow q_\uparrow q_\uparrow, Q_\downarrow | w_Q | q_\uparrow q_\uparrow, Q_\downarrow > = v_{\uparrow\uparrow}, \quad < q_\uparrow q_\downarrow, Q_\uparrow | w_Q | q_\uparrow q_\downarrow, Q_\uparrow > = v_{\uparrow\downarrow}. \qquad (4)$$

Then magnetic moment of the proton p(uu,d) yields:

$$\mu_p = \sum < p\uparrow | e_q w_q \sigma_z^q | p\uparrow > = 1/\sqrt{18} < 2u_1 u_1 d_2 - u_1 d_1 u_2 - d_1 u_1 u_2 + 2u_1 d_2 u_1 - u_1 u_2 d_1 - d_1 u_2 u_1$$

$$+ 2d_2 u_1 u_1 - u_2 u_2 d_1 - u_2 d_1 u_1 \mid e_q w_q \sigma_z^q \mid p\uparrow >$$

$$= (4/3) \mid e_u w_{\uparrow\uparrow} - e_d (2 v_{\uparrow\uparrow} - v_{\uparrow\downarrow}) = e_u 2\mu_F + e_d(\mu_F - \mu_D) \qquad (5)$$

with $w_{\uparrow\uparrow} = 3\mu_F/2$, $w_{\uparrow\downarrow} = \mu_D$, $(2 v_{\uparrow\uparrow} - v_{\uparrow\downarrow})/3 = (\mu_F - \mu_D)$. (It is worth noting that the assumption $w_{\uparrow\uparrow} = w_{\uparrow\downarrow}$ yields F/D = 2/3 !)

The main results are:

• The F coupling is related to the interaction of the γ with 'biquark' composed of two quarks of (almost) equal flavour and the same spin projections

• The (F - D) is related to the interaction of the γ with the single quark

Magnetic moment of the photon to $\Sigma°$(ud,s) containing two quarks *u, d* in a biquark state and a single quark *s* would have the form similar to that of the QCD sum rules of (3)

$$\mu_B = (e_u + e_d)F + e_s (F\text{-}D) \qquad (6)$$

Now we try to transfer this reasoning to the QCD sum rules of baryons with spin ½ of the 70-plet.

Let us analyze magnetic moments of baryons entering 70-plet representation SU(6) with decomposition 70 = (8,2) + (10,2) + (8,4) +(1,2) in framework of NRQM and quark-diquark model. The wave functions of 70-plet within the NRQM were obtained in a number of works (see [13] and references therein). Following [13] the wave function of N^{*+} state in 70-plet with positive parity can be written as

$$\sqrt{18}\,|N^{*+}\rangle = |2u_1 u_1 d_2 - u_1 d_1 u_2 - d_1 u_1 u_2 - u_1 d_2 u_1 - u_1 u_2 d_1$$

$$+2d_1 u_2 u_1 - d_2 u_1 u_1 - u_2 u_1 d_1 + 2 u_2 d_1 u_1 \rangle \qquad (7)$$

Using this wave function with the modified operator for the magnetic moment form $e_q w_q a^q$ for N* we get

$$\mu_{N^{*+}} = e_u\, 2/3(2w_{\uparrow\uparrow} + w_{\uparrow\downarrow}) + e_d\, 1/3\,(2\, v_{\uparrow\uparrow} + v_{\uparrow\downarrow}) = e_u\, \mu_F + e_d(2\mu_F - \mu_D) \qquad (8)$$

with $w_{\uparrow\uparrow} = 3\mu_F/2$, $(2\, v_{\uparrow\uparrow} - v_{\uparrow\downarrow})/3 = (\mu_F - \mu_D)$.

In a way similar for 56-plet one can predict the magnetic moments of the octet in 70-plet. in terms of D- and F- quantities and their NQRM limit with D=1, F=2/3 and e_q changed to μ_q

$$\mu_{N^{*+}} = e_u\, \mu_F + e_d(2\mu_F - \mu_D) \rightarrow 2/3\, \mu_u + 1/3\, \mu_d,$$

$$\mu_{\Sigma^{*+}} = e_u\, \mu_F + e_s(2\mu_F - \mu_D) \rightarrow 2/3\, \mu_u + 1/3\, \mu_s,$$

$$\mu_{\Sigma^{*0}} = ½(e_u + e_d)\, \mu_F + e_s(2\mu_F - \mu_D) \rightarrow 1/3\, \mu_u + 1/3\, \mu_d + 1/3\, \mu_s, \qquad (9)$$

$$\mu_{\Lambda^*} = 1/6(e_u + e_d)(9\, \mu_F - 4\, \mu_D) + 1/3 e_s \mu_D \rightarrow 1/3\, \mu_u + 1/3\, \mu_d + 1/3\, \mu_s,$$

in accord with the NRQM results [13].

Let us now assume that the same transformations from μ_p to $\mu_{N^{*+}}$ in NRQM and quark-diquark model hold in QCD sum rules framework, i.e. at interpolating current level. In this case even when the explicit expressions for interpolating currents of octet baryons belonging to the 70-plet representation are not known, one can predict the magnetic moments of these baryons. Derivation of sum rules for 70-plet baryons follows this reasoning. QCD sum rules for Σ -like octet 70-plet can be written in the form similar to eq. (3);

$$\Pi^{\Sigma 0^*}(u, d, s) = 1/2(e_u + e_d + 2e_s)\, \Pi_1\{u, d, s) + e_s\, \Pi_2(u, d, s), \qquad (10)$$

while for the Λ*-hyperon we obtain result with the use of the relations from [11]. Comparing these relations with sum rules for the Σ° and Λ baryons of the 56-plet we see that they change itself drastically and this constitutes the main result of this work.

As examples we cite only few of them, the rest can be found in [14]: $\mu_{N^{*+}}$ changes from =2.72 μ_N to 0.83 μ_N, $\mu_{\Sigma^{*+}}$ changes from 2.52 μ_N to 0.70 μ_N, μ_{Λ^*} changes from -0.50 μ_N to -0.11 μ_N.

Thus it is shown that octet baryons in the 70-plet can be analyzed in the way similar to those of 56-plet. In particular magnetic moments are written in terms of the D and F quantities characteristic for octet coupling. Moreover the main formulas for the magnetic moments are written in such a way as to obtain the NRQM results as well as unitary symmetry ones. Borel QCD sum rules are constructed for the magnetic moments of the 70-plet octet.

REFERENCES

1. J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 86,010001 (2012) and 2013 update for the 2014 edition.
2. G.Morpurgo G. 1965 Physics 2, 95; J. Franklin, Phys. Rev. D 66,033010 (2002).
3. B.O. Kerbikov and Y.A. Simonov, Phys. Rev. D 62,093016 (2000).
4. S.J. Puglia and M.J. Ramsey-Musolf, Phys. Rev. D 62,034010 (2000).
5. N.W.Park and H.Weigel, Nucl. Phys. A 541, 453 (1992).
6. C.B.Chiu, J.Pasupathy and S.L.Wilson, Phys. Rev. D 33, 1961 (1986).
7. T.M.Aliev and A.Ozpineci, Phys. Rev. D 62,053012 (2000); T.M.Aliev, A.Ozpineci, M.Savci and C.Yuce, Phys. Rev. D 66,11506 (2002).
8. D.B.Leinweber, T.Draper and R.M.Woloshyn, Phys. Rev. D 46, 3067 (1992)
9. M.A.Shifman, V.I.Vainshtein and V.I.Zakharov, Nucl. Phys. B **147** 385 (1979).
10. B.L.Ioffe and A.V.Smilga, Nucl.Phys. B **232** 109 (1984); I.I.Balitsky and A.V.Yung, Phys. Lett. B **129** 328 (1983).
11. A.Ozpineci, S.Yakovlev and V.Zamiralov, Mod. Phys. Let.A20, 243 (2005).
12. T.M.Aliev and M.Savci Phys. Rev. D 90, 116006 (2014).
13. N.Sharma, A.Martinez Torres, K.P.Khemchandani and H.Dahiya, Eur. Phys. J. A 49,11 (2013).
14. T.M.Aliev and V.S.Zamiralov, arXiv hep-ph 1506.07648, 2015.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В РЕАКЦИИ $d\uparrow+H\to \pi^{\pm}+X$

Я.Г. Гусейналиев, Г.Б. Ибрагимов, Л.Я. Гусейналиева,

А.Э. Набиев, Г.М.Алиева, Н.Э. Амирова

Азербайджанский Государственный Педагогический Университет

yashartur@yahoo.com

Представлены результаты измерений векторной анализирующей способности (A_y) в реакциях инклюзивного рождения пионов в столкновениях поляризованных дейтронов с мишенью H,под углами около 90^0 в л.с.,при импульсах пучка от 3 до 9ГэВ/с. Измерения проведены на синхрофазотроне ОИЯИ (Дубна). Обнаружена большая величина A_y и разный знак асимметрий для ®-мезонов в реакции $d\uparrow+H\to \pi^{\pm}+X$ при относительно небольших импульсах пучка и для пионов с импульсом 300-350МэВ/с. Результаты Монте-Карловского моделирования указывают на доминирование каналов с рождением Δ–изобаров в кинематической области, где наблюдается большая величина A_y .

Исследования поляризационных эффектов в *pp* [1-3] и *pA* –взаимодействиях [4] при высоких энергиях показали, что пионная асимметрия (или связанная с ней анализирующая способность) не исчезает с ростом поперечного импульса p_t и фейнмановской масштабной переменной x_F. Измерения асимметрии в инклюзивных процессах $p\uparrow + p \to ®^{\pm,0} + X$, проведенные в ЦЕРНе [1], БНЛ [2] и ФНАЛ [3], показали, что асимметрия близка к нулю вплоть до $x_F \approx 0.3$, а затем линейно растет по абсолютной величине вплоть до 40% при $x_F \approx 1$.

Для объяснения этих результатов и разработки моделей механизмов, описывающих появление асимметрии при высоких энергиях, проделана большая теоретическая работа. Было развито большое число теоретических моделей, основанных на рассмотрении различных спин – зависимых механизмов взаимодействия кварков. Результаты этих исследований показали, что асимметрия может быть следствием орбитального движения валентных кварков в поляризованном протоне. В рамках партонной модели асимметрия связывается с зависимыми от спина партонными распределениями, партонными сечениями и партонными фрагментационными функциями.

Главной целью данного эксперимента было исследование поведения векторной анализирующая способности (A_y) в энергетической области, где мы ожидаем перехода от нуклонных к ненуклонным и кварк – глюонным степеням свободы. Так как нет указаний на возможность сильной угловой зависимости векторной анализирующей способности в исследуемых процессах, мы совместно анализируем данные, полученные под углами 90^0 и 78^0 (углы вылета пионов около 90^0).

Векторная анализирующая способность в реакции $d\uparrow + H \to \pi^{\pm} + X$

Величина A_y для положительных и отрицательных пионов с импульсами в области 300-350МэВ/с в зависимости от импульса пучка представлена на рис.1а. Измерения проводились под углами 90^0 л.с. Значительная величина A_y, на уровне 40%, наблюдается в области относительно небольших импульсов пучка. Знак асимметрии зависит от заряда регистрируемых пионов, и величина A_y уменьшается с ростом импульса пучка.

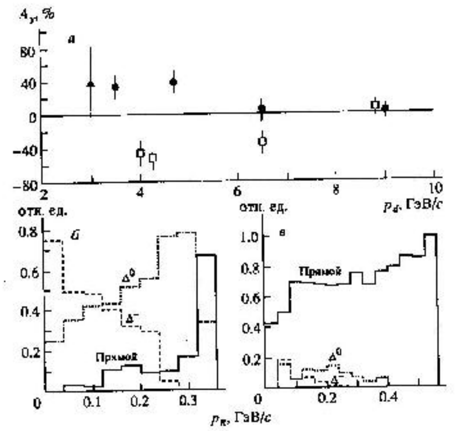


Рис.1 а- Зависимость A_y от импульса пучка для π^+ и π^- пионов в реакции $d\uparrow + H \to \pi^{\pm}(90^0) + X$ при p_π = 300–350МэВ/с, точки: • -π^+ , ▲ -π^+ (78^0), □ -π^-; б, в –МК –расчеты относительных вкладов различных каналов рождения пионов в реакции $d + H \to \pi^- + X$ в зависимости от импульса пионов при p_d =4ГэВ/с (б) и 9ГэВ/с (в).

На рис. 1б и 1в приведены результаты расчетов методом Монте–Карло (МК) относительных вкладов различных каналов в рождение пионов для реакции $d + H \to \pi^- + X$ под углом θ_π =90^0 при двух импульсах пучка 4 и 9ГэВ/с. Использована МК–программа, которая хорошо описывает экспериментальные данные (множественности, p_t –спектры, сечения) для адрон – и ядро–ядерных взаимодействий при промежуточных и высоких энергиях. Как видно из рис.1б и 1в, поведение A_y можно связать с механизмами рождения пионов. При импульсе пучка 4ГэВ/с, когда в эксперименте наблюдается большая величина A_y, основная часть отрицательных пионов рождается в канале с Δ^0 -изобарой. В области импульса пучка 9ГэВ/с (где величина A_y мала) доминирует канал “прямого” рождения пионов. Подобная картина наблюдается и для положительных заряженных пионов. При небольших импульсах пучка в рождении $\circledR^{+}$ -мезонов доминирует канал с Δ^{++} -изобарой. Короче говоря, результаты МК – моделирования показывают, что величина пионной анализирующей способности сильно коррелирована с присутствием вклада промежуточных Δ -изобарных состояний.

Получена зависимость A_y для $\circledR^{-}$ -мезонов от импульса пионов, измеренная при импульсе пучка 6.5ГэВ/с. Знак A_y отрицательный, абсолютная величина A_y достигает ≈50% при $p_{\circledR}$ =200МэВ/с и уменьшается с ростом импульса пионов. Такое поведение совпадает с подавлением “резонансных” каналов рождения $\circledR^{+}$ -мезонов.

Кроме того получены данные при импульсе пучка 8.9 ГэВ/с. Величина A_y совместима с нулем при небольших импульсах регистрируемых пионов. Особый интерес представляет поведение A_y в области больших импульсов пионов. Существует предположения, основанные на релятивистской модели дейтрона, что при импульсе пионов около 600МэВ/с может начать меняться знак A_y, так как в этой области доминирует D –состояние волновой функции дейтрона. Более того, в кумулятивной области из –за существенного вклада непертурбативного взаимодействия кварков ожидается рост абсолютной величины анализирующей способности. Наши данные можно рассматривать как указание на возможность такого поведения. Однако для окончательного выяснения этого важного вопроса необходимо провести измерения с большой точностью.

Заключение

Основные результаты можно суммировать следующим образом:

1) наблюдается большая величина векторной анализирующей способности (вплоть до 50%) в реакциях $d\uparrow + H \to \circledR^{\pm} + X$ при импульсах дейтронов p_d = 6.5 ГэВ/с и пионов и $p_{\circledR}$ = 300 - 350 МэВ/с.

2) Асимметрия имеет разный знак:положительный для $\circledR^{+}$ и отрицательный для $\circledR^{-}$. Абсолютная величина A_y уменьшается с ростом импульса пучка p_d и импульса пионов $p_{\circledR}$.

3) результаты МК – моделирования указывает на доминирование каналов рождения пионов через Δ - изобары в кинематических областях, где A_y имеет большую величину, т.е. в этих областях выделен вклад одной P –волновой амплитуды. Интерференция с другими амплитудами и может приводить к большой величине асимметрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Antille J. et al. - Phys. Lett., 1980, B94, p.523.
2. Bonner B.E. et a. - Phys. Rev., 1990, D41, p.13.
3. Adams D.L. et al. - Phys. Lett., 1991, B261, p.201.
4. Krisch A.D. - In: Proc. 9 Inter. Symp. on High Energy Spin Physics, Bonn, 1990.

INFLATIONARY EXPANDING UNIVERSE BY A COMPOSITE SCALAR FIELD

Tomohiro Inagaki

Information Media Center and Core of Research for the Energetic Universe,

Hiroshima University, Higashi-Hiroshima, 739-8521, Japan

inagaki@hiroshima-u.ac.jp

One of the basic concepts of the particle physics is symmetry and its breaking. It is considered that a more fundamental theory with a higher symmetry realizes and the symmetry is broken down at high energy scale. Hence, there is possibility to test the fundamental model by observing the critical phenomena induced by symmetry breaking at early universe.

A simple model of the symmetry breaking has been introduced by Y. Nambu and G. Jona-Lasinio to study the meson physics, low energy phenomena of QCD [1]. A scale up version of the model has been applied at the electroweak symmetry breaking is known as Technicolor model (see, for example [2]). Here we regard the gauged Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model as a simple prototype model at inflationary expanding era of our universe and investigate the evolution of the universe.

We start from the $SU(N_c)$ gauged NJL model with N_f-flavor fermions,

$$L_{gNJL} = L_{gauge} + \bar{\psi} i\hat{D}\psi + \frac{16\pi^2 g_4}{8N_f N_c \Lambda^2}\left[(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi} i\gamma_5 \tau^a \psi)^2\right], \tag{1}$$

where L_{gauge} denotes the pure $SU(N_c)$ gauge Lagrangian and τ^a indicates the generator of $SU(N_f)$ flavor symmetry. We normalized the four-fermion coupling, g_4 by N_f, N_c and the compositeness scale, Λ. The Lagrangian can be rewritten by the auxiliary field method,

$$L_{aux} = L_{gauge} + \bar{\psi}\left(i\hat{D} - \sigma - \tau^a \pi^a\right)\psi - \frac{2N_f N_c \Lambda^2}{16\pi^2 g_4}\left(\sigma^2 + \pi^{a2}\right). \tag{2}$$

where the fields, σ and π, can be identified with composite scalar and pseudo-scalar fields, respectively. On the other hand, the gauged Higgs Yukawa theory is given by

$$L_{gHY} = L_{gauge} + \frac{1}{2y^2}\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma + \frac{1}{2y^2}\partial_\mu \pi^a \partial^\mu \pi^a - \frac{1m^2}{2y^2}\left(\sigma^2 + \pi^a\pi^a\right) -$$

$$- \frac{\lambda}{4y^4}\left(\sigma^2 + \pi^a\pi^a\right)^2 - \frac{1\xi}{2y^2} R\left(\sigma^2 + \pi^a\pi^a\right) + \bar{\psi} i\hat{D}\psi - \bar{\psi}\left(\sigma + i\gamma_5 \tau^a \pi^a\right)\psi, \tag{3}$$

where y indicates the Yukawa coupling. We noted that the ordinary gauged Higgs Yukawa Lagrangian is obtained by the replacements, $\sigma \to y\sigma$ and $\pi^a \to y\pi^a$.

The compositeness conditions are imposed at the scale Λ [3, 4],

$$\frac{1}{y^2(\Lambda)} = 0, \quad \frac{\lambda(\Lambda)}{y^4(\Lambda)} = 0, \quad \frac{m^2(\Lambda)}{y^2(\Lambda)} = \frac{2N_f N_c \Lambda^2}{16\pi^2 g_4}, \quad \xi(\Lambda) = \frac{1}{6}. \qquad (4)$$

Eqs. (2) and (3) coincide under these conditions. Evaluating the renormalization group equation with neglecting the running of the $SU(N_c)$ gauge coupling and the higher order terms in the curvature, R, we obtain the solution to satisfy these conditions [5, 6]. Therefore we regards the gauged Higgs Yukawa theory with the compositeness conditions as an effective theory of the gauged NJL model below the compositeness scale, Λ.

As is illustrated in Fig. 1, we assume that the dominant contribution to the energy density of the universe can be described by the gauged Higgs Yukawa theory with the compositeness conditions at the inflationary expanding era. We also assume that only the field, ϕ, contributes the inflationary expansion and apply the slow roll scenario of the chaotic inflation.

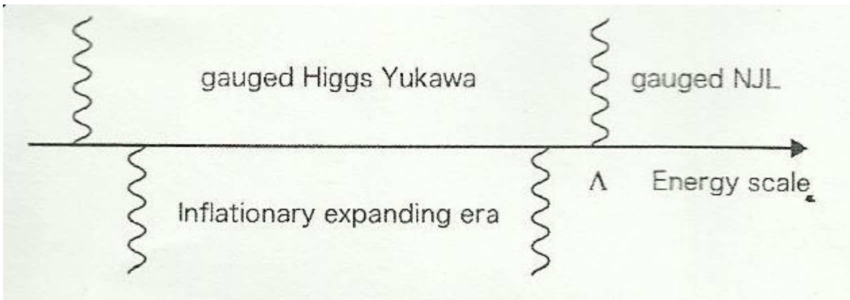


Figure 1: Assumed energy scale

Starting from the renormalization group improved effective potential for the gauged Higgs Yukawa theory with the compositeness conditions, we evaluate the inflationary parameters [7]. Our model has parameters, the gauge coupling, α, the four-fermion coupling, g_4, the number of fermion spices, N_c and N_f, the energy scale, μ and the composite scale, Λ. The initial field configuration is set to generate an enough e-folding number, N_{efold} = 50 ~ 60.
After some numerical calculations we obtain the amplitude of the density fluctuation, δ, the spectral index, n_s, the tensor-to-scalar-ratio, r and the running of the spectral index, α_s. In Tab. 1 we show some typical results for a fixed N_f, N_c, μ Λ and N_{efold}. A constant parameter, ω, is introduced to define the renormalized four-fermion coupling, g_{4ren}. The amplitude of the density fluctuation, δ, can be tuned by strength of the interactions, α, and g_{4ren}. The other parameter dependence is much smaller. We also found that the spectral index, the tensor-to-scalar-ratio and the running of the spectral index are consistent with the Planck 2015 data.

Table 1:

Inflationary parameters for $N_f = 1$, $N_c = 10$, $\mu = 10^{-5} M_{pl}$, $\Lambda = M_{pl}$ and $N_{efold} = 50$.

α	$1/g_{4ren} - 1/\mu$	δ	n_s	r	α_s
10^{-7}	10^{-1}	7.02×10^{-4}	0.970	0.08	-0.00059
10^{-8}	10^{-1}	2.22×10^{-4}	0.970	0.08	-0.00059
10^{-9}	10^{-1}	7.02×10^{-5}	0.970	0.08	-0.00059
10^{-9}	10^{-3}	7.02×10^{-6}	0.970	0.08	-0.00059
10^{-9}	10^{-5}	7.48×10^{-7}	0.968	0.11	-0.00061

A composite scalar field has been investigated as an alternative candidate for the inflaton field. The gauged Nambu-Jona-Lasinio model is employed as an simple model of the composite scalar field. The model can be described by the gauge-Higgs-Yukawa theory with the corresponding compositeness conditions. Evaluating the renormalization group improved effective potential, we have calculated the inflationary parameters: the amplitude of the density fluctuation, the spectral index, the tensor-to-scalar-ratio and the running of the spectral index. Under the slow roll approximation and some assumptions it is shown that the model predicts consistent the spectral index, the tensor-to-scalar-ratio and the running of the spectral index. Therefore we conclude that the inflation induced by a composite scalar field predicts consistent CMB fluctuations.

Acknowledgements

The main part of this talk is based on the work collaborated with Hiroki Sakamoto and Sergei D. Odintsov. The work is supported in part by JSPS KAKENHI Grant Number 26400250.

REFERENCES

1. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 122 (1961) 345; Phys. Rev. 124 (1961) 246.
2. V. A. Miransky, *Dynamical Symmetry Breaking in Quantum Field Theories*, World Scientific (1993); M. Harada and K. Yamawaki, Phys. Rept. 381 (2003) 1.
3. W. A. Bardeen, C. T. Hill and M. Lindner, Phys. Rev. D41 (1990) 1647.
4. C. T. Hill and D. S. Salopek, Annals Phys. 213 (1992) 21.
5. M. Harada, Y. Kikukawa, T. Kugo and H. Nakano, Prog. Theor. Phys. 92 (1994) 1161.
6. B. Geyer and S. D. Odintsov, Phys. Lett. B376 (1996) 260; Phys. Rev. D53 (1996) 7321.
7. T. Inagaki, S. D. Odintsov and H. Sakamoto, arXiv:1509.03738 [hep-th], to appear in Astro. Space Sci.

ON NLO CONTRIBUTION TO QUARK MASS IN PION SECTOR AND SOME OTHER PROPERTIES OF REGULARIZATION PROCEDURE IN NJL MODEL

R.G. Jafarov

IPP BSU

rauf_jafarov@hotmail.com

As well known Namby–Jona-Lasinio (NJL) model [1] with the quark content [2] is one of the most successful effective models of quantum chromodynamics of light hadrons in the non-perturbative region (see, for example, reviews [3] and [4] and references therein). Since the foundation of the NJL model is a non-renormalizable interaction, the quite essential point of the model is a regularization. It already advances in the literature an opinion, that the NJL model for different regularization can lead to different physical results. But as concerning to most common regularizations (such, for example, the 4-dimensional cutoff in comparison with the Fock–Schwinger ”proper-time” regularization or the Pauli– Villars regularization) this statement is not mean some principal distinctions of main effects in the leading approximation of the model. In the next-to-leading order, which includes the meson contributions in chiral condensate and corrections to the quark propagator, these distinctions become apparent more clearly (see, for example, [5] - [7]), but do not change essentially the physical content of the model in the case too. Nevertheless, a regularization of the NJL model exists in which the physical effects differ from the effects of the classical variant of the model with 4-dimensional cutoff as early as on the level of two-particle amplitudes. It is a dimensional regularization considered as a variant of the analytical regularization. Note, the traditional treatment of the dimensional regularization as a transition to D-dimensional space strikes in the application to the NJL model the essential obstacle: the regularization parameter, i.e. a deviation in physical dimension of space, is included in formulae for physical quantities. This circumstance makes an interpretation of results to be very awkward. In the alternative treatment of dimensional regularization as a variant of analytical regularization all calculations are made in four-dimensional Euclidean space, and the regularization parameter is treated as a power of a weight function, which regularizes divergent integrals1. Such treatment of dimensional regularization was consistently developed for the NJL model in mean-field approximation by Krewald and Nakayama [8]. In work [9] in the framework of this regularization the meson contributions in chiral condensate were calculated. It should be stressed that in such treatment of dimensional regularization the regularization parameter is not a deviation in the physical dimension of space.

Conclusion

The results of present work demonstrate that the NJL model with dimensionally-analytical regularization essentially differs from the NJL model with 4-dimensional cutoff at least in two aspects. Firstly, there is the different behavior of scalar amplitude in threshold region. For the 4-dimensional cutoffit is possible to separate near the threshold a pole term, which is usually associated with a scalar particle –sigma-meson (note, however, that reasoning doubts in such interpretation have been stated as early as in founder’s work [1]).

c (MeV)	m (MeV)	ξ	$\kappa = 3gm^2/2\pi^2$
-210	357	0.333	0.373
-220	356	0.289	0.322
-230	354	0.252	0.277
-240	353	0.221	0.242
-250	352	0.195	0.212

Table 1. The model parameters in leading order (dimensionally-analytical regularization): chiral condensate c, quark mass m, regularization parameter ξ and dimensionless coupling κ.

For the dimensionally-analytical regularization the singularity of scalar amplitude is not of pole type at physical values of regularization parameter.

c (MeV)	m (MeV)	Λ (MeV)	$\kappa_\Lambda = 3g\Lambda^2/2\pi^2$
-210	423	733	1.86
-220	323	791	1.448
-230	276	873	1.315
-240	253	947	1.240
-250	236	1029	1.187

Table 2. The model parameters in leading order (4-dimensional cutoff): chiral condensate c, quark mass m, regularization parameter Λ and dimensionless coupling κ_Λ.

This fact, even if does not exclude entirely, makes its interpretation as a physical particle to be awkward. But much more principal thing is the different behavior of these models with respect to quantum fluctuations caused by meson contributions in chiral condensate.

c (MeV)	m_r (MeV)	ξ	$\kappa = 3gm^2/2\pi^2$
-210	339	0.432	0.486
-220	336	0.385	0.434
-230	333	0.346	0.387
-240	330	0.312	0.334
-250	328	0.284	0.316

Table 3. Model parameters with first-order corrections (dimensionally-analytical regularization): chiral condensate c, quark mass m_r, regularization parameter ξ and dimensionless coupling κ.

As it follows from results, the NJL model with dimensionally-analytical regularization is stable with respect to these fluctuations, whereas for the NJL model with 4-dimensional cutoff the meson contributions can lead to destabilization.

c (MeV)	m_r (MeV)	Λ (MeV)	$\kappa_\Lambda = 3g\Lambda^2/2\pi^2$
-240	310	785	1.501
-250	283	819	1.408

Table 4. Model parameters with first-order corrections (4-dimensional cutoff): chiral condensate c, quark mass m_r, regularization parameter Λ and dimensionless coupling κ_Λ.

Surely, a number of physical applications of the NJL model are connected exclusively with the leading order of mean-field expansion (mean-field approximation), for which the possibility of such destabilization can be simply ignored. On the other hand, some physical applications of the NJL model exist, that connected with multi-quark functions (such as pion-pion scattering, baryons etc.). For these applications the neglecting by the meson contributions in quark propagator is certainly noncorrect from the point of view of the mean-field expansion, and, consequently, the stability of basic model parameters with respect to these contributions becomes a determinative significance.

The calculations of meson contributions in the quark chiral condensate and in the dynamical quark mass demonstrate, that these contributions though their relatively smallness can destabilize the Nambu–Jona-Lasinio model with 4-dimensional cutoff. On the contrary, the Nambu–Jona-Lasinio model with dimensionally-analytical regularization is stabilized with the next-to-leading order, i.e. the value of the regularization parameter shifts to the stability region, where these contributions decrease[10].

REFERENCES

1. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio: Phys.Rev. 122 (1961) 345;
2. T. Eguchi and H. Sugawara: Phys.Rev. D 10 (1974) 4257; K. Kikkawa: Prog. Theor. Phys. 56 (1976) 947; H. Kleinert: in "Understanding the Fundamental Constituents of Matter", ed. A. Zichichi, Plenum Press, N.Y., 1978, p.289; D. Ebert and M.K. Volkov: Z.Phys. C 16 (1983) 305
3. S.P. Klevansky: Rev.Mod.Phys. 64 (1992) 649
4. T. Hatsuda and T. Kunihiro: Phys.Reports 247 (1994) 221
5. T. Inagaki, T. Muta, S.D. Odintsov Prog.Theor.Phys.Suppl. 127 (1997) 93
6. T. Fujihara, T. Inagaki, D. Kimura, A. Kvinikhidze: Prog.Theor.Phys.Suppl. 174 (2008) 72-75; T.Fujihara, D. Kimura, T. Inagaki (Hiroshima U.), A. Kvinikhidze: Phys.Rev. D79 (2009) 096008; T. Inagaki D. Kimura), H. Kohyama, A. Kvinikhidze: Phys.Rev. D83 (2011) 034005; T. Inagaki, D. Kimura, H. Kohyama, A. Kvinikhidze: Phys.Rev. D85 (2012) 076002; T. Inagaki, D. Kimura, H. Kohyama), A. Kvinikhidze Phys.Rev. D86 (2012) 116013; T. Inagaki,D. Kimura, H. Kohyama, A. Kvinikhidze: Int.J.Mod.Phys. A28 (2013) 1350164; T. Inagaki, D. Kimura, H. Kohyama: Int.J.Mod.Phys. A29 (2014) 1450048; T. Inagaki: TSPU Bulletin 2012 (2012) 13, 66-69 T. Inagaki, S. D.. Odintsov, H. Sakamoto Astrophys.Space Sci. 360 (2015) 2, 67; D. Ebert, M. Nagy and M.K. Volkov: Yad.Fiz. 59 (1996) 149
7. M. Oertel, M. Buballa and J. Wambach: Nucl.Phys. A676 (2000) 247
8. S. Krewald and K. Nakayama: Annals of Phys. 216 (1992) 201
9. R.G. Jafarov and V.E. Rochev : Centr.Eur.J.of Phys. 2 (2004) 367 (hep-h/0311339) 13; R.G. Jafarov and V.E. Rochev : Russian Physics Journal: 49 (2006) 364-378; R.G. Jafarov: Russian Physics Journal: 49 (2006) 712-719
10. A.B. Arbuzov, A.N. Tavkhelidze, A.N. Faustov: Doklady AN USSR, 139, (1961) 69.

QFT APPROACH WHICH SAVES PROBABILITY INTERPRETATION OF THE WAVE FUNCTION

Alexander Kvinikhidze

Razmadze Mathematical Institute, Tbilisi State University,

Department of Theoretical Physics, Tbilisi, Georgia

"The wave function is the most fundamental concept of quantum mechanics. According the standard interpretation of the wave function today the square of its absolute value represents the probability density for particles to be measured in certain locations."

However none of existing "quantum mechanical" approaches developed within quantum field theory (incorporating quantum mechanics) confirms such interpretation. Indeed all of them offer expressions for the charge density of a few body system which is altered by interaction between them in spite of that the probability interpretation would require the charge density of a few-body system to be only the sum of single particle charge densities.

Here the quantum field theoretical approach is presented for the description of strongly interacting particles where the expression for the charge density is consistent with the probability interpretation of the particles' wave function. A key bases of this achievement is the fundamental property of gauge invariance which is kept manifest up to the last step of our derivation.

Apart from the obvious conceptual importance of this result it is extremely useful for practical applications. For example it significantly simplifies high accuracy first principle calculations of electromagnetic properties of few nucleon systems which are extensively studied in the proposed by S. Weinberg chiral effective field theory

SCHWINGER-DYSON EQUATIONS

V. E. Rochev

Institute for High Energy Physics, National Research Center Kurchatov

Institute, Protvino, Moscow oblast, 142281 Russia

Vladimir.Rochev@ihep.ru

A system of Schwinger–Dyson equations for the model of scalar-field interaction is studied in a deep Euclidean region. It is shown that there exists a critical coupling constant that separates the weak-coupling region characterized by the asymptotically free behavior and the strong-coupling region, where the asymptotic behavior of field propagators becomes ultralocal.

DOI: *10.1134/S1063778815020258*

We will consider a system of Schwinger–Dyson equations for the model involving a complex scalar field φ (phion) and a real scalar field χ (chion) and take the Lagrangian for this model in the four-dimensional Euclidean space in the form

$$L = -\partial_\mu \varphi^* \partial_\mu \varphi - m_0^2 \varphi^* \varphi - \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \chi\right)^2 - \frac{\mu^2}{2} \chi^2 + g \varphi^* \varphi \chi , \tag{1}$$

where g is the coupling constant that have dimensions of mass. This model, also known as the scalar Yukawa model, is used in nuclear physics as a simplified version of the Yukawa model without spin degrees of freedom and as the effective model of scalar quark interaction. Despite its well-known imperfection associated with the presence of instability (more precisely, metastability - see [1]) in it, this model, which is the simplest field-interaction model, is frequently used as a prototype of more sophisticated theories for studying the properties of various nonperturbative methods of quantum field theory and for comparing them.

It is well known that the generating functional for Green's functions (vacuum expectation values of time-ordered products of fields) G can be represented as a functional integral that depends parametrically on some functions called sources. Such sources are usually chosen in the form of functions of one variable $x \in E_4$. We will refer to such sources as simple ones. It is also possible to choose sources in the form of functions of several variables. The derivatives of the generating functional with respect to such higher sources correspond to vacuum expectation values of several fields (their number is equal to the number of source variables). For example, a source η that depends on two variables can be introduced for the model specified by the Lagrangian in Eq. (1). The derivative with respect to this source is the vacuum expectation value of the phion and antiphion, that is, the propagator

$$\left\langle \varphi(x)\varphi^*(y)\right\rangle = -\frac{\delta G}{\delta\eta(y,x)}, \tag{2}$$

where the angular brackets mean the vacuum expectation value of a time-ordered product. Such a source is referred to as a bilocal source. For a long time, higher sources has been used both in statistical mechanics [2] and in quantum field theory [3] to study so-called higher Legendre transformations (a more correct term would be Legendre transformations with respect to higher sources). It is also convenient to use such sources in constructing nonerturbative expansions (of the 1/*N*-expansion type) and in studying many-body equations. In the present study, use is made of the bilocal source η as a convenient tool for studying phion–antiphion functions for the model specified by Eq. (1). After Gaussian functional integration with respect to the field χ, the functional-differential Schwinger–Dyson equation for the generating functional $Z[\eta] = \ln G[\eta]$ an be represented in the following form by using the property of translation invariance of the functional-integration measure:

$$+g^2\int dx_1 D_c(x-x_1)\left[\frac{\delta^2 Z}{\delta\eta(x_1,x_1)\delta\eta(y,x)}+\frac{\delta Z}{\delta\eta(x_1,x_1)}\frac{\delta Z}{\delta\eta(y,x)}\right]+\left(m_0^2-\partial_x^2\right)\frac{\delta Z^{(0)}}{\delta\eta(y,x)}$$
$$+\int dy_1\eta(x,y_1)\frac{\delta Z^*}{\delta\eta(y,y_1)}+\delta(x-y)=0\,. \tag{3}$$

Here, we have used the notation $D_c \equiv (\mu^2 - \partial^2)^{-1}$. The successive differentiation of this equation yields an infinite system of Schwinger–Dyson equations for phion–antiphion functions. In order to calculate chion functions, it is necessary to introduce a simple chion source.

The mean-field approximation is the simplest exactly solvable nonperturbative approximation for this equation. The mean-field approximation and the expansion based on it are extensively used in statistical mechanics. This expansion does not involve a small parameter

{Even though there is a small parameter in lattice field theory - in this version, the mean-field expansion is a *1/d* expansion, where *d* is the dimensionality of space (see, for example, [4])}.

The mean-field expansion for the generating functional in the model specified by Eq. (1) is based on the leading-order approximation

$$+g^2\int dx_1 D_c\left(x-x_1\right)\frac{\delta Z^{(0)}}{\delta\eta\left(x_1,x_1\right)}\frac{\delta Z^{(0)}}{\delta\eta\left(y,x\right)}+\left(m_0^2-\partial_x^2\right)\frac{\delta Z^{(0)}}{\delta\eta\left(y,x\right)}$$

$$+\int dy_1\eta\left(x,y_1\right)\frac{\delta Z^{(0)}}{\delta\eta\left(y,y_1\right)}+\delta\left(x-y\right)=0\,. \tag{4}$$

Once the source has been switched off, the phion-field propagator in the leading order is obtained from Eq. (4): $\Delta_0=\left(m^2-\partial^2\right)^{-1}$. Here, $m^2\equiv m_0^2-\frac{g^2}{\text{«}^2}\Delta\left(x=0\right)$ is the renormalized phion mass. Differentiation of Eq. (4) with respect to the source η yields an equation for the two-particle function. In terms of diagrams, the calculation of the two-particle function amounts to summing chains; therefore, we refer to this version of the mean-field expansion as the chain expansion.

The calculation of the remaining multiparticle functions is also straightforward (see [5]). A feature peculiar to multiparticle functions in the leading-order approximation is their incomplete structure from the point of view of crossing symmetry. This seeming mismatch is characteristic of many nonperturbative approximations. It is inherent, for example, in the Bethe–Salpeter equation in the ladder approximation. In order to restore crossing symmetry lost in the leading-order approximation, it is necessary to consider the next-to-leading-order (NLO) approximation. Calculations in the NLO approximation show that crossing symmetry lost for the two-particle system in the leading-order approximation is restored. This restoration of crossing symmetry is typical of nonperturbative expansions in the bilocal-source formalism (in [6], one can find similar examples for other models).

The expressions for the propagators and multiparticle functions in the mean-field approximation involve divergent quantities and call for a renormal-ization. The renormalization procedure performed according to standard recipes shows that the asymptotic behavior of the two-particle amplitude and the chion propagator, which is related to it, in the deep Euclidean region is self-consistent in the approximation being considered only in the weak-coupling region: $g^2<g_c^2$. For $g^2\geq g_c^2$, the asymptotic expression for the inverse propagator becomes negative, which means that the chion propagator develops a Landau singularity in the Euclidean region. This in turn means the breakdown of basic physics principles. The existence of a critical coupling constant in the scalar Yukawa model was noticed by almost all of the authors who studied this model by various methods (see, for example, [7] and references therein). According to the opinion of some of the authors, it is obvious that the presence of such a critical constant reflects the metastability of the model. The point of view advocated in the present article is that the presence of a singularity of this type means, first of all, the inapplicability of the method in question to calculations in the strong-coupling region and entails the need for constructing more adequate nonperturbative approximations.

The two-particle approximation is one of such approximations. For the model specified by Eq. (1), it was considered in [5]. The two-particle approximation is the set of equations that consists of Eq. (3) at η =0 and the equation obtained by differentiating Eq. (3) in which the term involving a three-body function is discarded. This set of equations can be reduced to a set of two nonlinear integral equations for the phion and chion propagators. An investigation of this set of integral equations reveals that the asymptotic behavior of the propagators in the deep-Euclidean region changes at some value of the coupling constant. At small values of the coupling constant, the propagators behave as free ones in agreement with the commonly accepted opinion that perturbation theory is dominant for this superrenormalizable theory. In the strong-coupling region, however, the asymptotic behavior changes quite drastically- both propagators in the deep Euclidean region tend to some constant limits, and this corresponds to the ultralocal limit [8]. At the critical point, the propagators behave asymptotically as $1\big/\sqrt{p^2}$ - that is, their behavior is intermediate between that in the case of weak coupling and that in the case of strong coupling.

Thus, one can see that, in the two-particle approximation, a self-consistent solution for propagators exists for the strong-coupling region as well-that is, the existence of a critical coupling-constant value rather looks as a phase transition in accordance with the general definition of a phase transition as a sharp change in the properties of a model in response to a smooth variation of its parameters.

In the present study, the existence of such a phase transition is confirmed by the alculation of the asymptotic behavior of the phion propagator in the ladder approximation, which is one of the versions of the mean-field expansion and which is an alternative to the chain expansion considered above. In order to construct the expansion in question, we note that, in deriving the functional-differential equation (3), the quartic term, which belongs to the $\left\langle ¤(x)¤\left(x^{'}\right)¤^{*}(y)¤^{*}\left(y^{'}\right)\right\rangle$ type and which corresponds to the interaction after Gaussian integration with respect to chion fields, admits representations of two types, in the form of derivatives of the generating functional with respect to the source *η*,

$$\left\langle ¤(x)¤\left(x^{'}\right)¤^{*}(y)¤^{*}\left(y^{'}\right)\right\rangle \Rightarrow ¢^{2}/¢¦\left(y^{'},x^{'}\right)¢¦(y,x), \tag{5}$$

or in the form

$$\left\langle ¤(x)¤\left(x^{'}\right)¤^{*}(y)¤^{*}\left(y^{'}\right)\right\rangle \Rightarrow ¢^{2}/¢¦\left(y^{'},x\right)¢¦\left(y,x^{'}\right). \tag{6}$$

Equation (3) corresponds to the version in (5), and the following equation corresponds to the version in (6):

$$g^{2}\int dx_{1}D_{c}(x-x_{1})\left[\frac{¢^{2}Z}{¢¦(x_{1},x)¢¦(y,x_{1})}+\frac{¢Z}{¢¦(x_{1},x)}\frac{¢Z}{¢¦(y,x_{1})}\right]+$$

$$+\left(m_{0}^{2}-\partial_{x}^{2}\right)\frac{¢Z}{¢¦(y,x)}+\int dy_{1}¦(x,y_{1})\frac{¢Z}{¢¦(y,y_{1})}+¢(x-y)=0\,. \tag{7}$$

These two versions are fully equivalent from the point of view of constructing a perturbation-theory series in the coupling constant or from the point of view some imaginable exact solutions of the model being considered. However, they lead to different versions of nonperturbative expansions belonging to the type of the mean-field expansion. Of course, this is due to the aforementioned incomplete crossing structure of multiparticle functions in such expansions.

For Eq. (7), the leading approximation of the mean-field expansion has the form

$$g^2\int dx_1 D_c\left(x-x_1\right)\frac{\delta Z^{(0)}}{\delta\eta\left(x_1,x\right)}\frac{\delta Z^{(0)}}{\delta\eta\left(y,x_1\right)}+\left(m_0^2-\partial_x^2\right)\frac{\delta Z^{(0)}}{\delta\eta\left(y,x\right)}+$$

$$+\left(m_0^2-\partial_x^2\right)\frac{\delta Z^{(0)}}{\delta\eta\left(y,x\right)}+\int dy_1\eta\left(x,y_1\right)\frac{\delta Z^{(0)}}{\delta\eta\left(y,y_1\right)}+\delta\left(x-y\right)=0\,. \tag{8}$$

In contrast to what we obtain from the chain expansion, in which the phion propagator is a free propagator (apart from a trivial mass renormalization) in the leading-order approximation, a nontrivial nonlinear integral equation for the propagator arises from Eq. (8) upon switching off the source. Differentiation of Eq. (8) yields an equation for the twoparticle function; in terms of diagrams, the latter corresponds to the Bethe–Salpeter equation in the ladder approximation (the only difference is that the phion propagator is a solution of the aforementioned nonlinear integral equation). In view of this, the expansion in question is referred to here as a ladder expansion. The renormalized leading-order equation for the phion propagator in momentum space has the form

$$\Delta^{-1}\left(p^2\right)=m^2+p^2+\sum\nolimits_r\left(p^2\right), \tag{9}$$

where

$$\sum\nolimits_r\left(p^2\right)=-\sum\left(0\right)-p^2\sum{}'\left(0\right), \tag{10}$$

$$\sum\left(p^2\right)=-g^2\int\frac{d^4q}{\left(2\pi\right)^4}D_c\left(p-q\right)\Delta\left(q^2\right).$$

Here, Δ and m are, respectively, the renormalized propagator and the phion mass.

In studying the asymptotic behavior of the solution of Eq. (9) in the deep Euclidean region, relevant calculations can be simplified substantially by using the approximation in which *Dc* is replaced by its asymptotic expression for $p^2\to\infty$ - that is, by the massless propagator $1/p^2$. This massless-integration approximation is quite a conventional tool in studying the deep-Euclidean region. In this approximation, Eq. (9) reduces, after integration with respect to angular variables, to a one-dimensional Volterra equation, which, in turn, reduces readily to an ordinary nonlineal differential equation. In terms of the dimensionless variables

$$t=\frac{p^2}{m^2},\qquad y=\frac{1}{m^2}\Delta^{-1},\qquad \alpha=\frac{g^2}{32\pi^2m^2}, \tag{11}$$

this equation assumes the form

$$\ddot{\left(ty\right)}=2\left(1-\alpha\right)+\frac{2\alpha}{y}\ , \tag{12}$$

the respective boundary conditions being y(0)=1 and $\dot{y}(0)=1$. This equation coincides with Eq. (57) in [5], where the present author derived it in studying the two-particle approximation. The results obtained in [5] by asymptotically solving this equation therefore apply directly to Eq. (12).

In the weak-coupling region of $\lambda < 1$, we have $y \approx (1 - \lambda)t$ for $t \to \infty$ and Δ $1/p^2$. In the strong-coupling region of $\lambda > 1$, we have $y = \frac{a}{a - 1} + 0\ (1)$ and Δ const. At the critical point of $\lambda = 1$, the arrive at $y = \sqrt{\frac{8t}{3}} + 0\ (1)$ and $\Delta \sim 1/\sqrt{p^2}$.

Thus, the changeover of the asymptotic regime in the scalar Yukawa model in the two-particle approximation used in [5] also occurs within the ladder expansion considered here. Equation for the phion propagator has self-consistent solutions in the Euclidean region not only in the weak-coupling region, where the dominance of perturbation theory is obvious, but also in the strong-coupling region. In the strong-coupling region, the field propagators tend to constants, and this corresponds to the ultralocal approximation [8]. This approximation, in which the model being considered is exactly solvable, is based on discarding the kinetic terms in the Lagrangian. As a result, all of the Green’s functions become combinations of delta functions in coordinate space – that is, constants in momentum space. It would be difficult to interpret this approximation physically, but one can consider it as the leading-order approximation for a strong-coupling expansion. The solutions obtained in the present study within two different approximations of the set of Schwinger–Dyson equations for propagators in the strong-coupling region at high Euclidean momenta tend to constants; that is, they asymptotically correspond to the ultralocal approximation and the strong-coupling expansion based on it. It is noteworthy that these solutions (in contrast to the ultralocal approximation itself) are free from the interpretation problem, since, in the region of low momenta, they exhibit a traditional pole behavior.

REFERENCES

1. C. Savkli, F. Gross, and J. Tjon, Phys. At. Nucl. 68, 842 (2005).
2. C. de Dominicis, J. Math. Phys. **3**, 983 (1962).
3. H. D. Dahmen and G. Jona-Lasinio, Nuovo Cimento A 52, 807 (1967).
4. J. Zinn-Justin, *Quantum Field Theory and Critical Phenomena* (Clarendon Press, Oxford, 1993).
5. V. E. Rochev, J. Phys. A 46, 185401 (2013).
6. V. E. Rochev, J. Phys. A 33, 7379 (2000).
7. R. Rosenfelder and A.W. Schreiber, Eur. Phys. J. C **25**, 139 (2002).
8. R. J. Rivers, *Path Integral Methods in Quantum Field Theory* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987).

COULD QUARK GLUON PLASMA BE A SOURCE OF SUPER HIGH ENERGYCOSMIC RAYS?

Mais Suleymanov

Department of physics COMSATS Institute of Information Technology Islamabad

mais_suleymanov@comsats.edu.pk

Cosmic rays can provide us an important information on appearance and evolution of the Universe. Since super high energy particle beams (greater than 10^{17-18} *eV*) are not available in ground-based laboratories, super high energy cosmic rays are the only resource to study interactions of the particles in this energy domain. The source of super high energy cosmic are still unknown [1], moreover, we don't even know whether their origin is galactic or extragalactic. The flux of cosmic rays with energy up to $\sim 10^{10}$ *eV* is mainly attributed to solar cosmic rays, intermediate energies (up to $\sim 10^{15}$ *eV*) to galactic cosmic rays, and highest energies (greater than 10^{15} *eV*) to extragalactic cosmic rays. The electromagnetic fields generated by some massive stars are considered as plausible sources for the super high energy cosmic rays [2], however, some theoretical predictions show that these fields could be too weak to accelerate particles to energies of order 10^{15} *eV*.

The talk focuses on one of the possible sources of the super high energy cosmic particles and proposes the Quark Gluon Plasma (QGP) is formed in the centre of some super massive starsas a possible source of the super high energy hadrons - super high energy cosmic rays.

Azimuthal anisotropy observed experimentally at *RHIC* and *LHC* shows a collective behavior, which is likely to be formed at an early, parton, stage of the space-time evolution of the produced hot and dense matter [3]. The anisotropy indicates that matter under extreme conditions behaves as a nearly ideal liquid rather than an ideal gas of quarks and gluons. Scaling behavior of $v_2$vsp_T [4] gives a possibility to assume that the collective behavior of the partons defines the dynamics of the expansion in the longitudinal plane namely (see Fig.1, Number of quark (n_q) scaled v_2 as a function of scaled p_T . All data are from 200 GeV Au+Au minimum bias collisions. The dot-dashed-line is thescaled result of the fit to $K_0^S$and Λ .)

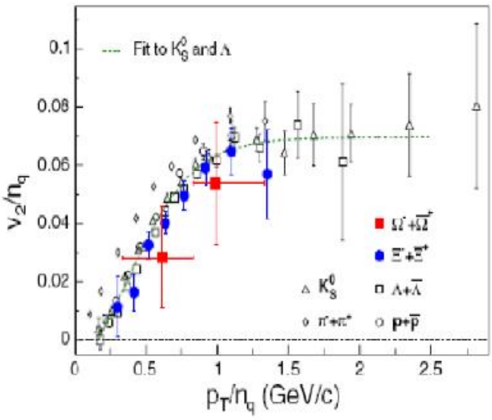


Fig. 1

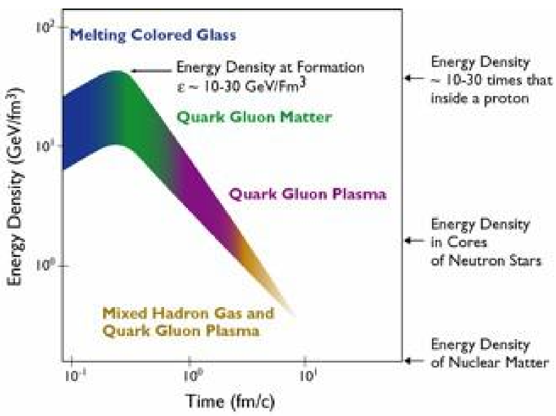


Fig.2

The first measurement of elliptic flow of charged particles in *Pb-Pb* collisionsat the center of mass energy per nucleon pair $\sqrt{s_{NN}}= 2.76$ *A GeV* [5], with the *ALICE* detector, demonstrated that the $v_2(p_t)$ does notchange within uncertainties from the Ěs_{NN} *= 200 GeV* to *2.76 TeV*. *ALICE LHC* data demonstrated that values of the $v_2$increase with energy.

We support that above mentioned parton collective behavior could lead to formation of coherent parton system likes “Mini” Color Glass Condensate (M CGC). It means parton collective behavior and interactions in hot and dense matter ,in the QGP could lead to increase locally the density of the matter due to for example parton percolation (decreasing the volume) [6] and fast growth of the number of gluons (increasing the energy) and something likes M CGC could be formed [7] (Fig.2)

Fig.3

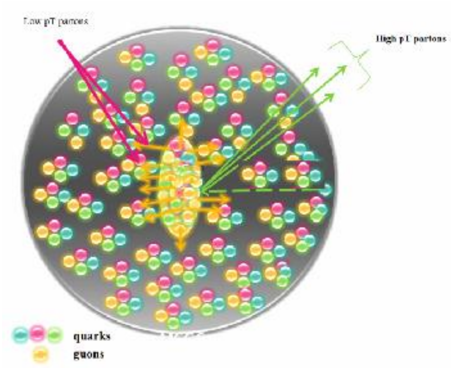


Fig.3. Shows schematically the coherent prompt parton production by collected parton system. As a result of coherent interaction with collected partons(s) within the M CGC could be emitted the partons with limited high-transfer energy and hadronized. The energy of the hadrons would depend on the parameters of the system and limited by the total energy of the mini M CGC only –could be obtained from the parton Coherent Tube Model (CTM) [8].

It is widely discussed that the dense and/or hot quark matter– QGP can be formed in the center of some massive stars, for example as a result of supernova explosion, and could lead to the neutron stars formation [9] and formation of the Quark Stars [10]. The M CGC might formed in the centre of the stars and be a source ofsuper high energy hadrons -super high energy cosmic rays.

REFERENCES

1. V.L. Ginzburg "The origin of cosmic rays (Forty years later)“ Phys. Usp. 36 (7) 587591 (1993)
2. K.V. Ptitsina, S.V. Troitsky. Phys. Usp. 187 (7) 587–591 (2010)
3. V. A. Okorokov. Physics of Atomic Nuclei, 2009, Vol. 72, No. 1, pp. 147–160.;
J.Adamset al., Phys.Rev.Lett. 95, 122301 (2005); A. Adareet al., Phys. Rev. Lett. 98, 162301 (2007).
4. J.Adamset al., Phys. Rev. Lett. 95, 122301 (2005); A. Adareet al., Phys. Rev. Lett. 98, 162301 (2007)
5. K. Aamodt et al. arXiv:1011.3914v1 [nucl-ex] 17 Nov 2010
6. H. Satz, arXiv:hep-ph/0212046; J. Brzychczyk, arXiv:nucl-th/0407008; C. Pajares, Eur. Phys. J. C43, 9 (2005) arXiv:hep-ph/0501125
7. Larry McLerran .arXiv:0812. 4989v1, hep-ph 2008

8. Y. Afek, G. Berlad, G. Eilam and A. Darf. Phys. Rev. Lett. **37** 947 (1976);Y. Afek et al. Techkibon Hifa preprint TECHNION-PH-7722,1978;Afek Y, Berlad G, Eilam G and Dar A 1976 Technion Report No. PH-76-12; Afek Y, in Proceedings of the Multiparticle production Topical Meeting ICTP, Trieste, Italy,1976,edited by G. Bellini (International Centre For Theoretical Physics, Trieste, 1976) p.591; Takagi Fujio, Lett. NuovoCimento, 14,(1975)559; Prog. Theor. Phys., 57(1977) 939; Berlad G, Dar A and Eilam G, Phys. Rev.D , 13(1976) 161;Ta-Chung Meng, Phys.Rev. D, 15 (1977) 197.
9. A.G. Lyne and F.G. Smith. *Pulsar Astronomy*. Cambridge University Press, 1990.
10. N. Itoh, Prog. Theor. Phys. 44, 291 (**1970**); E. Witten. Phys. Rev. D **30**,272 (1984).

SUPER SYMMETRY AND CONSERVATION OF PHASE VECTOR-POTENTIAL CIRCULATION ON THE BASIS OF FIELD TRANSISTORS WITH CIRCULATION RING GEOMETRY (THROUGHOUT HISTORY OF SCIENCE AND TECHNOLOGY)

P. Asatiani
Georgian Technical University
pavleasatiani@mail.ru

Discovery of superconductivity and helium superfluidity in experiments of Camerling-Onnes and Kapitza awarded with Nobel prizes have led to the formation of macroscopic quantum physics of condensed matter and postulation of macroscopic wave function of Bose-Einstein condensate of ideal gas in the works of F. London, R. Feinman, Bardeen-Cooper-Schrieffer leading to quantized vortexes based on the below-mentioned circulation:

$$\Psi(r) = \Psi_0 \exp[i\ddot{\ }(r)]$$

where Ψ_0 is amplitude of wave function, r – vector $\vec{r}$, φ – phase of wave function's real part of the radius-vector.

Due to these works appearance in quantum metrology fundamental constant as above-mentioned circulation is established experimentally by W. Vinen and B. Josephson. In such a way the indicated relict factor of helium in the Universe formation from the very beginning, is of great historical and practical interests [[1], Asatiani (1977)].

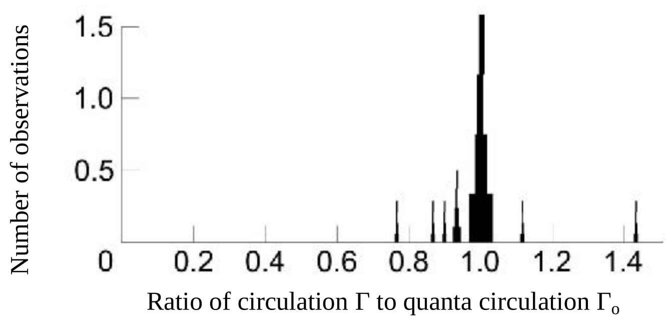


Fig. 1. Discovery of Circulation in Vinen's experiment

The fundamental condition of the circulation quantification has been obtained as follows:

$$\int_L 2m\vec{v}_s dl + \int_L 2e\vec{A}dl = nh \qquad (1)$$

where L is contour of the circulation, $\vec{v}_s$ - velocity of superfluid motion, m – mass of helium atom, e – charge of electron, A – Maxwell vector-potential; h – Planck's constant, n - order of quantification.

Generalization of experimental equations of quantum hydrodynamics of superfluids and Caushy circulation integrals in (1) expression has led us to indivisible two-dimensional phenomenon of motion – the circulation of phase angular wave vector – real part of wave function (further the circulation) of the condensate using Feynman theory

$$\Gamma = \int \nabla\ddot{\ }(l)dl \qquad (2)$$

where $\nabla\ddot{\ }$ is the boundless phase velocity of superfluidity limited due to our feelings organs possibilities boundaries only (see below neuron in Fig. 4 with inbedded circulation); *dl* – differential of coherence (correlation) length in the space of generalized coordinates (¨ *,l).*

Defining motion as the Bohr complementarity of oppositions - the change and coherence (correlation) we have come to the universal kind of motion as the indivisible change of phase and its coherence giving circulation of matter, and to the Planck's constant as the derivative of more fundamental value of circulation than the "elementary" action quanta following the relation (1).

As is known Einstein has built his theory of relativity on the basis of the space curvature tensor using the Maxwell electrodynamics of continuous media. As a result we have come to conclusion that the space curvature itself is the derivative of the universal circulation. As a result the charge and mass are the derivatives of the same space-time curvature tensor revealing the same nature and carrying only the function of bond coefficients between Planck's constant – action quanta and circulation in (1) expression. Circulation generates the united space-time. Space and time are indivisible as derivatives of the same nature circulation in our model.

Being engaged in history of science and technology our analysis of the whole history of science shows the universal character of circulation, which is in the basics of all fundamental physical experiments and observations [1] beginning with the very first lines of the Old Testament of the Universe Creation "... and the God Soul carrying on the waters..."; with the circulation on the hydrodynamic orbits closed on the God Soul. Circulation itself in the classical definition is a vector of a point moving on the orbits (see Fig. 4, D).

As a result of the above-mentioned experimental facts and postulates the boundary between quantum and classical physics defined with the Heisenberg principle of uncertainties is being cancelled and we have come to the classical physics on the new level of universal motion as the nonquantized classical circulation.

Following the informatiology (science of the information nature studying) approved with the special UNO Doctrine of Informatiological Development of the Mankind in the XXI century we have defined accordingly the information as a system of relations [1] lying in the basis of all kinds of correlations in Nature of the Creator. And information in the language of the circulation has got the fundamental definition throughout Bohr-Heisenberg complementarity of uncertainties as the united correlation of oppositions – phase wave vector change and its coherence in the circulation leading us to the two-dimensional Universe and lying in the basis of all kinds of interactions, being defined through phase shifts and their correlations. As soon as we try to fix separately phase change or its coherence we come to uncertainty – fundamental sense of Heisenberg principle based on the Bohr's complementarity.

As a result of above-mentioned all matter particles from Cooper pairs, electron-hole pairs up to Higgs bosons can be represented as of the same nature coherent de Broglie wave packages of circulations throughout (positive and negative-oriented) Kepler-Bohr stationary orbits superpositions and revealed also in the Hudson's [1] two-dimensional function unity of maximal likelihood of mathematical expectation and dispersion of the random values of wave vectors (vector whose all directions are equiprobably coincided with travelling wave direction generating scalar Bose-Einstein condensate) generalized in the geometry spaces of vortexes from Democritus, Descartes, Newton up to neurons computing united on the same basis of the circulation in our model (see Fig. 4. A).

So instead of unsuccessful searching of **elementary particles** we have come to fundamental "**elementary" physical phenomenon as a circulation** forming our Universe.

Having repelled from Newton method of fluxes and Minkowsky geometry of numbers with his fundamental tangency of algebraic curves finely noted by D. Gilbert and Weyl in their introduction to "Space and Time" by Minkowsky astonishingly have coincided with Euler approach in his "Analysis of Infinitesimal" introduction. All these signs of the language including "zero" and "infinity" are constructed in our model as geometrical patterns of derivative of curves tangency (The Cross) in the circulation with opposite signs (following physics of Landau rotons defined by Landau as "a soul of disappeared vortex").

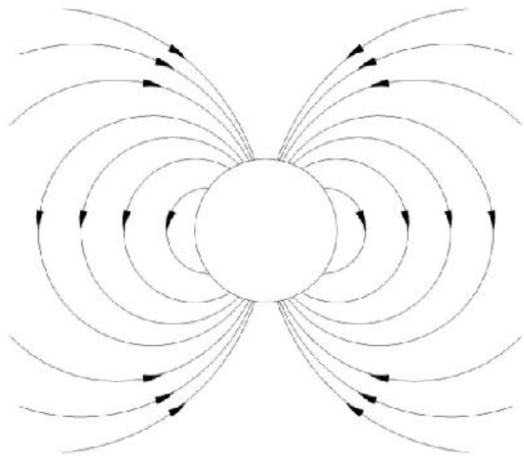


Fig. 2. Landau's Physical Model of Roton [[1], Asatiani (1977)]]

On the basis of above-mentioned we have come to conclusion that all history of physics throughout quantized vortexes, circular motions or spins generating matter is based on the circulation of phase wave vector of wave function as a new language fundamentals generalized finally in the theories of superconductivity and superfluidity by Onsager-Feynman and Bardeen-Cooper – Schrieffer (experimentally approved accordingly in Vinen's and Josephson's experiments), awarded with Nobel Prizes.

Earlier we have constructed the computer machine as the field MOS (metal-oxide semiconductor) transistor with circulation ring geometry tested successfully on the cosmic apparatus revealing the negative transversal resistor of tunneling phase transition between normal matter (visual) and unconscious superfluid and superconducting (spiritual) states according to the two-fluid model of superconductivity (superfluidity) of semiconductors [[1], Asatiani (1977)]].

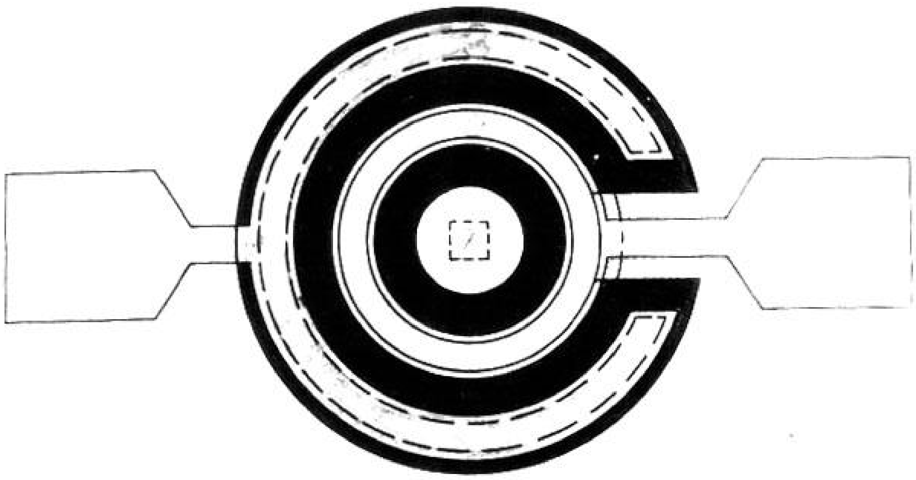


Fig. 3. MOS Field Transistor with Circulation Ring Geometry

This superfluid state experimentally correlated with 5-7% of the above-mentioned Bose-Einstein condensate (BEC) (BEC discoveries awarded with Nobel Prize), in our opinion is the limit state of experimentally interpreted part of the Universe (so-called “black matter”) due to the above-mentioned natural neurocomputing’s limited possibilities.

As a result we have come to the basics of universal mechanism of our geometrodynamics language on the wave vector circulation, put in the very nature of neuron (see Fig. 4 - model of neurons with superconducting axial and radial ion currents of the circulation) as the universal machine.

Using the circulation as fundamentals of universal language we have transferred the circulation in the machine language of information technology too. Following our above-mentioned MOS field transistors with circulation ring geometry last investigations in nanotechnology show for today the revealed opportunity for construction of the spin transport and Internet machine on the basis of circulation taking into account that the spin itself is the derivative of the circulation.

As a result of last investigations in nanotechnology for today the fundamental type of machines remains above-mentioned MOS field transistors with circulation ring geometry.

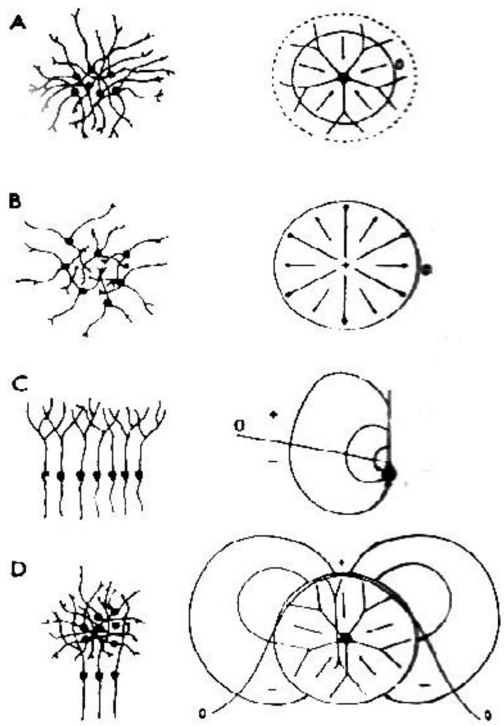


Fig. 4. Experimental Model of Neuron.

Examples of closed-open and open-closed fields for different types of neuron pools in the central nervous system (see Lopes da Silva and Ab van Rotterdam in [1]

So we have got for today the model of machine with universal computing language including neurocomputing, on the basis of circulation, which communicate two natures micro- and macrocosmos, its ideal (superfluid) and normal components in the two-fluid model of superfluids, uniting cognizable and incognizable parts of our Universe with the feedback.

Materials have been protected at Nobel Symposia Committee.

REFERENCES

1. P. Asatiani, V. Chavchanidze. Introduction to the Physical and Mathematical Modelling of Information System, Kybernetes. vol. 39, №1, pp. 140-142, 2010.