

IV BÖLMƏ

YÜKSƏK ENERLİLƏR, NƏZƏRİ VƏ ASTROFİZİKA

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

A.Einstein

ОПЕРАТОР ЛАПЛАСА В СФЕРИЧЕСКИХ КООРДИНАТАХ

¹А.А. Хелашвили, ²Р.Г. Джафаров

¹Институт Физики Высоких Энергий Тбилисского Государственного Университета им. И. Джавахишвили, Университетская ул. 9, 0109 Тбилиси и Университет Первозванного Св. Андрея Патриархии Грузии, пр. Чавчавадзе 53а, 0162, Тбилиси, Грузия
anzorkhelashvili@hotmail.com

²Институт Физических Проблем Бакинского Государственного Университета,
rauf_jafarov@hotmail.com

1. Введение. В соответствии с общими принципами квантовой механики, волновые функции подчиняются определенным требованиям, например, непрерывности (точнее, в дважды дифференцируемости), однозначности и квадратичной Интегрируемости. Следует отметить, что в некоторых динамических задачах имеет принципиальную роль знание поведения волновой функции в точках, где потенциал внешнего поля имеет сингулярность. Примером может служить сферически симметричные потенциалы, для которых существует возможность разделения переменных для сферических координатах. Хорошо известно, что преобразование в сферических координатах является особой в начале координат. Поскольку якобиан преобразования $J = r^2 \sin \theta$, для перехода от декартовой к сферическим координатам имеет особенность в точках $r = 0$ и $\theta = n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), то этот переход не является однозначным. Для угловой части однозначно фиксируется требования непрерывности и однозначности, что приводит к сферическим функциям $Y_l^m(\theta, \varphi)$.

Отметим, что, хотя по существу это точка ($\vec{r} = 0$) ничем не выделена в полном уравнении Шредингера, в радиальном уравнении Шредингера она является особой точкой. Таким образом, знание о поведении волновой функции в точке $\vec{r} = 0$ требует специальное исследование. Рассмотрим радиальную часть $R(r)$ "полной" волновой функции $\psi(r, \theta, \varphi) = Y(\theta, \varphi)R(r)$. $R(r)$ является решением нижеследующего уравнения,

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - U(r) - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} \right) R(r) = 0. \quad (1)$$

Следует отметить, что угловая часть волновой функции $Y_l^m(\theta, \varphi)$ определяется лишь величиной момента количества движения частицы (орбитальным квантовым числом l) и его проекцией на произвольную ось (магнитным квантовым числом m), в то же время радиальная составляющая $R(r)$ волновой функции ψ существенно зависят от вида потенциальной энергии $U(r)$. Традиционная замена переменных,

$$R(r) = \frac{u(r)}{r} \quad (2)$$

с определением нижеследующих производных,

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{u}{r} \right) = \frac{1}{r} \frac{du}{dr} - \frac{u}{r^2},$$

$$\frac{d^2}{dr^2} \left(\frac{u}{r} \right) = \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{du}{dr} - \frac{u}{r^2} \right) = \frac{1}{r} \frac{d^2 u}{dr^2} - \frac{1}{r^2} \frac{du}{dr} - \frac{1}{r^2} \frac{du}{dr} + \frac{2u}{r^3},$$

приводит уравнение (1) к нижеследующему виду:

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - U(r) - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m r^2} \right) u(r) = 0. \quad (3)$$

Т.е., уравнение (1) в такой форме именуется приведенным радиальным уравнением Шредингера и описывает одномерное движение в поле с нижеследующим эффективным потенциалом

$$U_{\text{эф.}}(\vec{r}) = U(\vec{r}) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m r^2}, \quad (4)$$

где $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m r^2}$ может быть интерпретироваться как центробежная энергия. На первый взгляд ситуация ясна (см. любой учебник по квантовой механике).

Но уравнение (3) включает в себя только вторую производную по r , что в начале координат зависит от поведения потенциала $U(r)$. Здесь не ясна ситуация для сингулярных потенциалов.

Из учебников известно, что для области малых расстояний $r \rightarrow 0$ существует решение в виде $u(r) = r^s$. Т.е., при условии, что вблизи центра потенциальная энергия взаимодействия изменяется достаточно медленно, и учитывая, что величина $\frac{2mE}{\hbar^2}$ бесконечно мала относительно $\frac{l(l+1)}{r^2}$, приходим к дифференциальному уравнению второго порядка,

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} u(r) = 0,$$

т.е. в силу непрерывности $R(r)$ в точке $r = 0$ требуется нижеследующее условие,

$$\lim_{r \rightarrow 0} u(r) r^2 = 0. \quad (5)$$

Используя функцию $u(r) = r^s$ в этом уравнении получаем, что,

$$s(s-1) - l(l+1) = 0,$$

откуда вытекают следующие значения

$$s = -l, \quad (6)$$

$$s = l+1. \quad (7)$$

Для значения $s = -l$, функция (2) неограниченно возрастает при $r \rightarrow 0$.

В работах [1, 2] предложен рецепт, где относительно “ослабляется” условие (5). Т.е., требуется ограниченность вероятности конечного дифференцирования в сферическом слое $(r, r+dr)$ как,

$$|R|^2 r^2 dr < \infty. \quad (8)$$

Физический смысл такого ограничения может быть интерпретирован так что, вероятность нахождения частицы в сферическом слое $(r, r+dr)$ конечна. Если в начале координат, радиальная функция имеет вид $R \sim r^s$, то уже следует, что $s > -1$, или $u(0) = 0$. Отметим, что это соответствует решению со значением (7).

Другим обобщением условия (8) может быть требование конечной вероятности нахождения частицы внутри сферы с малым радиусом a ,

$$\int_0^a |R|^2 r^2 dr < \infty. \quad (9)$$

В этом случае уже возможен нижеследующее поведение как,

$$\lim_{r \rightarrow 0} u(r) \approx \lim_{r \rightarrow 0} r^{-1/2+\varepsilon} \rightarrow \infty, \quad (10)$$

где $\varepsilon > 0$ малое положительное постоянное, которое в конце вычислений стремится к нулю.

Аналогичное поведение следует также из финитного поведения нормы

$$\int_0^x |R(r)|^2 r^2 dr < \infty. \quad (11)$$

Все вышесказанное относится регулярному пштенциалу (см. ниже)

2. Радиальное уравнение. На первый взгляд, может показаться, что выбор условия $u(0) = 0$ предпочтителен. Но это условие не вытекает непосредственно из уравнения (3). Поэтому еще раз, более детально, рассмотрим вывод уравнения (3). Внимательный вывод радиального уравнения для $u(r)$,

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) u(r) + u(r) \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) \left(\frac{1}{r} \right) + \\ & + 2 \frac{du}{dr} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) - \left[\frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \right] \frac{u}{r} = 0 \end{aligned}, \quad (12)$$

позволяет показать в явном виде действие радиальной части оператора Лапласа на $u(r)$: т.к., первые производные сокращаются и имеем,

$$\frac{1}{r} \left(\frac{d^2 u}{dr^2} \right) + u \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) \left(\frac{1}{r} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \frac{u}{r} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)] \frac{u}{r} = 0. \quad (13)$$

При $r \neq 0$, наивное вычисление производного во втором члене приводит нас к нулю. Но если примем во внимание, радиальную часть Лапласиана

$$\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) \equiv \nabla_r^2, \quad (14)$$

Приходим к заключению, что

$$\nabla_r^2 \left(\frac{1}{r} \right) = \nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) = -4\pi \delta^{(3)}(\vec{r}). \quad (15)$$

соответственно, уравнение (22) принимает вид:

$$\frac{1}{r} \left[-\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} u(r) \right] + 4\pi \delta^{(3)}(\vec{r}) u(r) - \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)] \frac{u(r)}{r} = 0. \quad (16)$$

Это уравнение, из-за (15) включает в себе, дополнительный член–трехмерную дельта-функцию.

Приведем подробное объяснение. В книге [3] демонстрировано появление дельта функции в уравнении (15).

Эта проблема подробно исследована в работах А.А. Хелашвили и др. [1, 2] (см. также [4] и [5]).

Рассматривается нижеследующая производная:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) \left(\frac{1}{r} \right). \quad (17)$$

Как уже было отмечено выше, наивное вычисление приводит к нулю. Т.к., отдельные члены сильно сингулярны, поэтому необходимо провести некоторую регуляризацию. Выбирается следующая регуляризация в начале координат:

$$\frac{1}{r} \rightarrow \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{\sqrt{r^2 + a^2}}. \quad (18)$$

Уравнения (17) и (18) приводит к нижеследующим вычислениям:

$$\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r}\right) \rightarrow \lim_{a \rightarrow 0} \frac{d}{dr}\left(\frac{1}{\sqrt{r^2 + a^2}}\right) = -r(r^2 + a^2)^{-3/2},$$

и

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dr^2}\left(\frac{1}{r}\right) &= -(r^2 + a^2)^{-3/2} + \frac{3}{2}r2r(r^2 + a^2)^{-5/2} = -(r^2 + a^2)^{-3/2} + 3r^2(r^2 + a^2)^{-5/2} = \\ &= (r^2 + a^2)^{-5/2}(3r^2 - (r^2 + a^2)) = (r^2 + a^2)^{-5/2}(2r^2 - a^2) \end{aligned}$$

Видно, что в пределе $a \rightarrow 0$, при $r = 0$ появляется особенность.

Проведением нижеследующей процедуры:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\left(\frac{1}{r}\right) &\Rightarrow (r^2 + a^2)^{-5/2}(2r^2 - a^2) - \frac{2}{r}(r^2 + a^2)^{-3/2} = \\ &= (r^2 + a^2)^{-5/2}(2r^2 - a^2 - 2(r^2 + a^2)) = -\frac{3a^2}{(r^2 + a^2)^{5/2}} \end{aligned} \quad (19)$$

можно получить обычное радиальное уравнение. Правая часть уравнения (19), при $a \rightarrow 0$, в точке $r = 0$ превращается в бесконечность, а при $r \neq 0$ стремится к нулю. Для подключения дельта-функции, принимая во внимание $d^3\vec{r} = r^2 dr d\Omega$ проинтегрируем правую часть уравнения (19):

$$-\int \frac{3a^2}{(r^2 + a^2)^{5/2}} d^3\vec{r} = -4\pi \int \frac{3a^2}{(r^2 + a^2)^{5/2}} r^2 dr. \quad (20)$$

Поделим объем интегрирования на две части: сфера с радиусом R , центр которого расположен в начале координат и область вне этой сферы. Т.к., $a \ll R$ и a приближается к нулю, значение интеграла по наружной поверхности сферы, как a^2 при $a \rightarrow 0$, стремится к нулю. Значит, мы должны учесть вклад, только внутри этой сферы. В связи с тем, что относительно r , подынтегральное выражение меняется очень медленно. Поэтому можно не учитывать r^2 в знаменателе этого выражения. После этого пренебрежения интеграл равен

$$\frac{3a^2}{(a^2)^{5/2}} \frac{a^3}{3} = \frac{a^5}{a^5} = 1. \quad (21)$$

Таким образом, мы имеем все свойства трехмерной дельта-функции, и поэтому, приходим к уравнению (15).

Присутствие дельта-функции в радиальном уравнении не имеет физического смысла и, таким образом, она должна быть устранена. Заметим, что если $r \neq 0$, этот дополнительный член исчезает из-за свойства дельта-функции. Если $r \neq 0$, после умножения уравнения (15) на r получим обычное радиальное уравнение (3).

Если $r = 0$, то умножение на r не допустимо, и в результате дополнительный член останется в уравнении (16). Поэтому мы должны исследовать этот член в отдельности и найти способ отбросить его.

Значение трехмерной дельта-функции определяется путем интегрирования по

$$d^3r = r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi.$$

Очевидно, что

$$\delta^{(3)}(\vec{r}) = \frac{1}{|J|} \delta(r)\delta(\theta)\delta(\varphi), \quad (22)$$

$$u(r)\delta^{(3)}(\vec{r})d^3\vec{r} \rightarrow u(r)\delta(r)dr. \quad (23)$$

Его появление в качестве точечного источника при $r = 0$ не имеет физического объяснения. Единственный разумный способ удалить этот член, не изменяя оператор

Лапласа или не вводить компенсирующий член дельта-функции в потенциале $V(r)$, требует, чтобы

$$u(0) = 0. \quad (24)$$

Умножение уравнения (16) на r и устранение дельта-функции согласно $r\delta(r) = 0$ является неприемлемым, потому что это равносильно умножению этого члена на нуль. Поэтому можно заключить, что в радиальное уравнение (3) для $u(r)$ совместимо с полным уравнением Шредингера, только лишь при требовании, что $u(0) = 0$.

3. Регулярные потенциалы. Рассмотрим сначала регулярные потенциалов

$$\lim_{r \rightarrow 0} r^2 U(r) = 0 \quad (5)$$

Тогда в уравнении Шредингера (3),

$$\left[-\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{2mr^2} + U(r) \right] u(r) = Eu(r),$$

ведущая асимптотика в начале координат определяется центробежным членом и характеристическое уравнение принимает вид $s(s-1) = l(l+1)$. Имеем следующее решение,

$$u \underset{r \rightarrow 0}{\sim} c_1 r^{l+1} + c_2 r^{-l}; \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

Мы должны сохранить только первое решение для $s = l+1 \geq 1$ (s является целым числом!). В то же время второе решение с $s = -l$ даже при $l = 0$ следует игнорировать [6]. Второе решение не удовлетворяет 3-мерному уравнению Шредингера,

$$\left[-\frac{1}{2m} \Delta + U(r) \right] \psi(r) = E\psi(r).$$

После замены лапласиан производит l -кратные производные дельта-функции [6].

Итак, в случае регулярных потенциалов (5) радиальное уравнение (3) справедливо, потому что в этом случае все требования реализуются и, следовательно, результаты, полученные ранее на базе этого уравнения остаются в силе без каких-либо изменений!

4. “Слабо” сингулярные потенциалы. Рассмотрим теперь потенциалы, которые занимают промежуточное положение между сингулярными и обычными, так называемые “слабо сингулярные” потенциалы вида

$$\lim_{r \rightarrow 0} r^2 U(r) = -U_0 = const.$$

Потенциалы такого поведения встречаются во многих физических задачах. Здесь $U_0 > 0$ соответствует притяжению, в то время как $U_0 < 0$ - отталкиванию. Поведение $u(r)$ в начале координат имеет нижеследующий вид:

$$u|_{r \rightarrow 0} \approx d_1 r^{\frac{1}{2}+P} + d_2 r^{\frac{1}{2}-P}; \quad P = \sqrt{\left(l + \frac{1}{2}\right)^2 - 2mU_0} > 0 \quad (25)$$

Для того, что обычное уравнение (5) осталось без “повреждения”, согласно $s \geq 1, s+2-n > 0$, мы должны принимать ($s \geq 1$), т.е. $P \geq \frac{1}{2}$ для всех l , включая и $l = 0$ и в соответствии с теорией обобщенных функций $1/2 + P = N; N = 1, 2, 3, \dots$. Что и бессмысленно (т.е. следует “странное квантование” потенциала U_0). Отсюда вытекает, что в данном случае нет решения кроме “квантованного” U_0 .

Мы видим, что второе решение в уравнении (25) должно быть отброшено. Отметим, что в литературе нет определенной точки зрения относительно этого (см., например

книгу Р. Ньютона [7] и различные современные статьи [8, 9]). Поэтому указанные выше выводы могут быть признаны как первое регулярное доказательство данного факта[10].

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Khelashvili, T.P. Nadareishvili, What is the boundary condition for the radial wave function of the Schrödinger equation, *Am. J. Phys.*, **79**, 668, 2011.
2. A.A. Khelashvili, T.P. Nadareishvili, On some consequence of the Laplacian's singularity at the origin in spherical coordinates, *Eur. J. Phys.*, **35**, 065026, 2014.
3. J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (John Wiley & Sons, NY, 1999), p.120
4. R.G. Jafarov, *Introduction to the operator formulation of quantum mechanics*, Manuscript (2014).
5. Ira N. Levine, *Quantum Chemistry*, 7th edition (Pearson, 2013), p.133
6. Cohen-Tannoudji, C, Diu, B and Laloe F., *Quantum Mechanics Vol 2*, Ekaterinburg: Publishing House of the Ural University 2000. In Russian.
7. Newton, R., *Scattering Theory of Waves and Particles*, 2nd ed. Dover Publications, 2002. pp.389-392.
8. Giri, P.R., *Mod.Phys.Lett.A*, 2008, vol 23, 2177 ; arXiv: hep-th/0507276.
9. Falomir, H and Pisani P., *J.Phys. A*, 2005, vol 38, 4665.V.S.Araujo, Coutinho F.A.B. and Femando J., *Am.J.Phys.*, 2004, vol 72, 203.
10. Anzor A. Khelashvili and Teimuraz P. Nadareishvili *Journal of Atomic Nucl. And Particles* (in Print)

GENERATION OF PRIMORDIAL MAGNETIC FIELDS IN THE EARLY UNIVERSE DRIVEN BY COSMOLOGICAL NEUTRINOS

Maxim Dvornikov [§]

Institute of Physics, University of Sao Paulo,

CP 66318, CEP 05314-970 Sao Paulo, SP, Brazil;

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation (IZMIRAN),

142190 Troitsk, Moscow, Russia;

Physics Faculty, National Research Tomsk State University,

36 Lenin Ave., 634050 Tomsk, Russia

maxdvo@izmiran.ru ; maxim.dvornikov@gmail.com

I study the generation of cosmic magnetic fields in the primordial plasma of the early universe. A strong large scale magnetic field can be created owing to the instability caused by the parity violating interaction between charged leptons and neutrino-antineutrino gas. For this purpose I calculate the most general expression for the Chern-Simons parameter in this background matter using the imaginary time QFT at finite temperature. Basing on this result I derive the modified Faraday equation which describes the magnetic field evolution. If a nonzero neutrino asymmetry is present, a seed magnetic field can be dynamo amplified. Assuming the causal scenario, i.e. the length scale of the magnetic field being less than the horizon, I obtain the new lower bound on the neutrino asymmetries $\xi = \frac{\mu_\nu}{T}$, where μ_ν is the chemical potential of the $\nu\bar{\nu}$ gas and T is its temperature, which is consistent with the well-known Big Bang nucleosynthesis upper bound on ξ in a hot universe plasma. I also discuss the

application of the developed formalism for the magnetic fields generation in other astrophysical media.

REFERENCES

1. M. Dvornikov and V. B. Semikoz, JCAP 05 (2014) 002; arXiv:1311.5267.
2. M. Dvornikov, Phys. Rev. D 90, 041702 (2014); arXiv:1405.3059.
3. M. Dvornikov and V. B. Semikoz, arXiv:1410.6676.

PRODUCTION OF NEUTRAL BOSONS WITH VARIOUS MASSES FROM THE VACUUM IN A STRONG EXTERNAL ELECTRIC FIELD

V. A. Huseynov

Department of Theoretical Physics, Baku State University,
 Department of Physics, Qafqaz University,
 Department of General and Theoretical Physics, Nakhchivan State University,
 University Campus,
 vgusseinov@yahoo.com

In 2012 the ATLAS and CMS Collaborations reported on the discovery of a new neutral boson [1, 2]. The ATLAS Collaboration presented clear evidence for the production of a neutral boson with a measured mass of $126 \pm 0.4(stat.) \pm 0.4(sys.) GeV$ [1]. According to the results presented by the CMS Collaboration the mass of the discovered neutral boson is $125.3 \pm 0.4(stat.) \pm 0.5(sys.) GeV$ [2]. The discovered neutral boson is compatible with the Standard Model [3-5] scalar Higgs boson [6-11], that is described with $J^{PC} = 0^{++}$ assignment where P is the parity, C is the charge conjugation, J is the spin of this boson.

The Standard Model scalar Higgs boson can be produced via the four main possible channels at the LHC: the gluon-gluon fusion channel ($gg \rightarrow H$), the vector boson fusion channel ($qq' \rightarrow qq'H$), the Higgs-strahlung channel ($qq' \rightarrow WH, ZH$) and the channel of the associated production with a $t\bar{t}$ pair ($q\bar{q}/gg \rightarrow t\bar{t}H$) [12-14].

The following natural questions arise. How is realistic the existence of other new massive neutral bosons? Are there any other production mechanisms or channels of the single neutral bosons (including the neutral boson at a mass around $125 GeV$) in an external electromagnetic field besides the above indicated four main channels? Is the production of the single neutral bosons (including the neutral boson at a mass around $125 GeV$) possible from the vacuum at the expense of the virtual (off-shell) W^-W^+ -boson pair in an extremely strong external electric field? How is realistic and promising to expect the observation of other new massive neutral bosons in future proton-proton collisions at centre-of-mass energies of $13-14 TeV$ after the Large Hadron Collider's 2015 restart. The interest to the presented investigation is motivated by searching for the answers to the questions arisen above.

In this work we propose a new mechanism of production of an arbitrary single neutral boson from the vacuum at the expense of the virtual (off-shell) W^-W^+ -boson pair in a sufficiently extremely strong external electric field. The main purpose of our work presented here is to determine the conditions of production of an arbitrary single neutral boson (including the neutral boson with the mass around $125 GeV$) from the vacuum at the expense of the virtual (off-shell) W^-W^+ -boson pair in a sufficiently strong external electric field and to calculate the masses of the expected single neutral bosons. Also we would like to draw the

experimental physicists' attention on the possible existence, search and observation of new single massive neutral bosons discussed in this work.

An electromagnetic vacuum is unstable in an electric field of the strength [15, 16]

$$B_{0e} = E_{0e} = \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar}, \quad (1)$$

where m_e is the electron (positron) mass, e is absolute value of the electron (positron) charge, \hbar is the Planck constant and c is the light speed in a vacuum. If we use the system of units $\hbar = c = 1$, the formula (1) can be written as

$$B_{0e} = E_{0e} = \frac{m_e^2}{e}. \quad (2)$$

Since W^\pm -bosons are charged particles we can consider an electroweak vacuum as "a sea" filled with virtual (off-shell) W^+W^- -pairs. Of course, the vacuum is also filled with quark and antiquark pairs, charged lepton and antilepton pairs. Here we only consider the vacuum consisting of virtual W^+W^- -pairs. When virtual W^\pm -bosons existing in the vacuum gain the energy $2m_W c^2$ in an electric field of the strength $E_{0W} = B_{0W}$ in the distance equal to the Compton wave length of a W^\pm -boson $\hbar/m_W c$, W^\pm -boson pairs are produced from the vacuum, i. e.

$$2eE_{0W} \frac{\hbar}{m_W c} = 2m_W c^2 \quad (3)$$

or

$$B_{0W} = E_{0W} = \frac{m_W^2 c^3}{e\hbar} \left(= \frac{m_W^2}{e} \right). \quad (4)$$

And now let us consider the production of an arbitrary single neutral particle (boson) Y from the vacuum at the expense of a W^\pm -pair in an external electric field. When off-shell W^\pm -bosons existing in the vacuum gain the energy $m_Y c^2$ in an electric field of the strength $E_{0WY} = B_{0WY}$ in the distance equal to the Compton wave length of a W^\pm -boson, a single neutral particle Y is produced from the vacuum, i.e.

$$2eE_{0WY} \frac{\hbar}{m_W c} = m_Y c^2 \quad (5)$$

or

$$B_{0WY} = E_{0WY} = \frac{m_Y m_W c^3}{2e\hbar} \left(= \frac{m_Y m_W}{2e} \right). \quad (6)$$

Now let us apply the Gauss theorem to the case when the strength of an electric field is $E_{0W} = \frac{m_W^2}{e}$ and the charge contained within the sphere of the radius r_W is e

$$\frac{m_W^2}{e} \times 4\pi r_W^2 = e. \quad (7)$$

It should be noted that the radiative corrections to the electric charge at extremely small distances are not taken into account here. We find from the last expression the radius r_W

$$r_W = \frac{\sqrt{\alpha}}{m_W} \quad (8)$$

where $\alpha = e^2/4\pi$ is the fine structure constant at $q^2 \cong 0$.

Now we apply the Gauss theorem to the case when the strength of an electric field is $E_{0WY} = m_Y m_W / 2e$ and the charge q_Y contained within the sphere of a radius

$$r_Y = \frac{\sqrt{\alpha}}{m_W} \left(\frac{m_W}{m_Z} \right)^k \quad (9)$$

is equal to

$$q_Y = e \left(\frac{m_W}{m_Z} \right)^{3k}. \quad (10)$$

If we take into account the expressions (6), (9) and (10) in the Gauss theorem

$$E_{0WY} \times 4\pi r_Y^2 = q_Y, \quad (11)$$

we obtain the following result

$$m_Y = 2m_W \left(\frac{m_W}{m_Z} \right)^k, \quad (12)$$

where k is an arbitrary real number. If we use the PDG data for the masses of a W^\pm -boson and Z -boson ($m_W \cong 80.385 \text{ GeV}$; $m_Z \cong 91.1876 \text{ GeV}$) [17], we can present some of the masses corresponding to the numbers $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$.

$$m_Y = \frac{2m_W^4}{m_Z^3} = 110.134 \text{ GeV}, \quad k = 3, \quad (13)$$

$$m_Y = \frac{2m_W^3}{m_Z^2} = 124.935 \text{ GeV}, \quad k = 2, \quad (14)$$

$$m_Y = \frac{2m_W^2}{m_Z} = 141.724 \text{ GeV}, \quad k = 1, \quad (15)$$

$$m_Y = 2m_W = 160.770 \text{ GeV}, \quad k = 0, \quad (16)$$

$$m_Y = 2m_Z = 182.375 \text{ GeV}, \quad k = -1, \quad (17)$$

$$m_Y = \frac{2m_Z^2}{m_W} = 206.884 \text{ GeV}, \quad k = -2, \quad (18)$$

$$m_Y = \frac{2m_Z^3}{m_W^2} = 234.686 \text{ GeV}, \quad k = -3. \quad (19)$$

It is visible from the expression (14) that in principle, the single neutral boson at a mass around 125 GeV observed in the ATLAS and CMS experiments can be produced from the vacuum at the expense of the virtual W^\pm -boson pair fusion in a sufficiently strong electric field.

The formulae (11)-(18) also show that in principle, single neutral bosons with various masses can be produced from the vacuum at the expense of W -boson pair fusion in a sufficiently strong external electric field.

Using the relations (6) and (14) we can estimate the strength of an external electric field that is sufficient for production of a single neutral boson at a mass around $m_Y = 2m_W^3 / m_Z^2 \cong 125 \text{ GeV}$

$$E_{0WY} = \frac{m_W^4}{em_Z^2} = \frac{m_W^2}{e} \left(\frac{m_W}{m_Z} \right)^2 \cong 0.777 \frac{m_W^2}{e}. \quad (20)$$

We discussed the conditions of production of an arbitrary single neutral boson from the vacuum at the expense of the virtual (off-shell) W -boson pair in a sufficiently strong external

electric field and find the formula for the calculation of the mass of an arbitrary single neutral boson. The calculations show that the production of the single neutral boson at a mass around 125 GeV from the vacuum at the expense of the virtual (off-shell) W^\pm -boson pair in a sufficiently strong external electric field is, in principle, possible. Our preliminary analyses and comparison with the existing experimental data [18-20] show that the possible existence and experimental observation of the neutral boson at a mass around 140 GeV is more realistic and promising.

REFERENCES

1. G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Phys. Lett. B **716**, 1 (2012).
2. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), Phys. Lett. B **716**, 30 (2012).
3. S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
4. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
5. A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, edited by N. Svartholm (Wiley, New York 1968; Almqvist and Wiksell, Stockholm 1968).
6. F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964).
7. P.W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964).
8. P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).
9. G.S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964)
10. P.W. Higgs, Phys. Rev. **145**, 1156 (1966).
11. T.W. B. Kibble, Phys. Rev. **155**, 1554 (1967).
12. A. Djouadi, Phys. Rept. **457**, 1 (2008), arXiv: 0503172 [hep-ph].
13. A. Djouadi, Pramana **79**, 513 (2012), arXiv:1203.4199 [hep-ph], 2012.
14. V. Rubakov, Uspekhi fizicheskikh nauk, **182(10)**, 1017 (2012) [Phys. Usp. **55 (10)**, 2012]
15. Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Квантовые процессы в сильном внешнем поле. М.: Изд-во Московского университета, 1989, 192 с.
16. Гриб А. А., Мамаев С.Г., Мостепаненко В. М. Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях. М.: Атомиздат, 1980, 296 с.
17. J. Beringer *et al.*, Particle Data Group, PR D **86**, 010001 (2012).
18. ATLAS Collaboration. ATLAS-CONF-2012-168.
19. Arxiv: 1203.3774v1[hep-ex].
20. Arxiv: 1409.4208v2[hep-ex].

MULTIBAND AND ANISOTROPY EFFECTS OF SUPERCONDUCTING STATE ON JOSEPHSON JUNCTION DYNAMICAL PROPERTIES

I.N. Askerzade

*Computer Engineering Department of Ankara University, Turkey and
Institute of Physics Azerbaijan NAS, Baku, Azerbaijan*

The Josephson effect was discovered by Brian Josephson [1]. The stationary Josephson effect was first observed experimentally by Rowell [2], and the nonstationary Josephson effect was observed by Yanson et al. [3]. Since that time, there has been a continuously growing interest in the fundamental physics and applications of this effect. The achievements in Josephson-junction technology have made it possible to develop a variety of sensors for detecting ultralow magnetic fields and weak electromagnetic radiation; they have also enabled the fabrication, testing, and application of ultrafast digital rapid single flux quantum (RSFQ)

circuits as well as the design of large-scale integrated circuits for signal processing and general purpose computing [4], [5].

It is clear that, the Josephson effect, the 50th anniversary of which celebrated in 2012, remains one of the most spectacular manifestations of quantum mechanics in all of experimental science. At its most fundamental level the Josephson effect is nothing more than the electronic analogue of interference phenomena in optical physics. But from this humble premise springs a huge range of physical phenomena and electronics applications which placed Josephson devices at the heart of physics research during the second half of the century of superconductivity and beyond.

The Josephson effect may be observed in a variety of structures. To realize such structures it is enough to fabricate a "weak" place interrupting the supercurrent flow in a superconductor or suppress the ability of a superconductor to carry a current, e.g., by deposition of a normal metal on its top, by implantation of impurities within a restricted volume, or by changing the geometry of a sample. One main characteristic of a JJ is the current-phase relation (CPR). Only in few cases CPR reduce to classical sinusoidal form with critical current I_c [6], [7]

$$I = I_c \sin \varphi \quad (1)$$

A modern aspects for the dependence of the supercurrent I_s on the phase difference φ and the discussion the forms this dependence takes in Josephson junctions of different types: superconductor -normal- superconductor, superconductor-insulator-superconductor, double-barrier, superconductor-ferromagnet -superconductor, and superconductor-two-dimensional electron gas superconductor junctions, and superconductor-constriction -superconductor point contacts [8], [9]. In during last years unconventional symmetry in the order parameter of a high- T_c superconductors, as manifested in the CPR also widely investigated [9], [10], [11], [12]. As followed from these reviews supercurrent I_s on the phase difference φ can be presented in general case as

$$I = \sum (I_c \sin n\varphi + J_n \cos n\varphi). \quad (2)$$

The shape of supercurrent $I_s(\varphi)$ not only depends on temperature and the distance between electrodes, but also on the critical temperature and transport parameters of both superconductors and the interface layer in JJ structures. Detail analysis of CPR in different JJ structures was carried out in [9]. On the other hand, the pairing symmetry in superconducting state has strongly influence on CPR [11].

Simple sinusoidal type of CPR (1) was widely used for study the dynamics and ultimate performance of analogous and dijital devices based on JJ up to last [4], [13], [14]. Above mentioned reviews have been devoted to theoretical basis for the study CPR in different Josephson structures. Results of these studies reveals fundamental physical mechanisms for controlling and experimental investigation of CPR. It is clear that, modification of CPR in different JJ strucutes lead to changing dynamical properties of Josephson schemes. Several few recent research papers (see below) have been devoted to study of dynamical effects in JJ with unharmonic CPR. Recent progress in study and experimental investigation of dynamical properties of such junctions justifies an overview of the fundamentals of JJ dynamics with unharmonic CPR. The main emphasis of this presentation is the investigation of influence of CPR on dynamical properties of Josephson junctions. Firstly we will discuss briefly anisotropy and multiband effects of the order parameter in superconducting electrodes on the shape of CPR of JJ. Review of results of experimental investigations of unharmonic CPR of Josephson

structures also presented. In second part we present detail results of study influence of unharmonicity on IV curve of JJ.

REFERENCES

1. Josephson B.D, Phys. Lett. 1, 251(1962)
2. Rowell J.M., Phys Rev Lett. 11, 200(1963)
3. Kulik I.O., Yanson I.K., Josephson Effect in Superconducting Tunneling Structures, 1972
4. Likharev K.K., Dynamics of Josephson junction and circuits, New York, 1986
5. Likharev K.K., Physica C, 482, 6 (2012)
6. Likharev K.K., Uspekhi Physics Nauk, 127,185(1979)
7. Likharev K.K., Rev. Mod. Phys. 51, 101 (1979)
8. Buzdin A.I., Rev. Mod. Phys. 77,935(2005)
9. Kupriyanov RMP: Golubov AA, Kupriyanov M.Yu., E.İl'ichev, Rev. Mod. Phys.76, 411(2004)
10. Tsuei: Tsuei C.C., Kirtley JR, Rev. Mod. Phys. 72, 969 (2000)
11. Kirtley JR, Rep. Prog. Phys. 73, 126501 (2010)
12. Sigrist M., Rice T.M., Rev. Mod. Phys. 67, .503 (1995)
13. Barone A, Paterno G., Physics and application of the Josephson effect 1982)
14. Askerzade I.N., Unconventional superconductors: anisotropy and multiband effects, Springer, 177 p. (2012)

RELYASTİVİSTİK KVANT ZƏRRƏCİYİ ZAMANDAN ASILI QEYRİ-LOKAL BİRCİNS SAHƏDƏ

Ş.M. Nağıyev, K.Ş. Cəfərova
AMEA Fizika İnstitutu

1. Biz burada relyativistik sonlu-fərq kvant mexanikası çərçivəsində [1, 2] dəqiq həll olunan bir məsələyə -relyativistik kvant zərrəciyinin zamandan asılı qeyri-lokal bircins sahədə hərəkətinə baxacağıq. Sahə zamandan asılı olmayan halda bu məsələ [3] işində araşdırılmışdır.

Birölcülü halda zamandan asılı qarşılıqlı təsir potensialı $V(x, x'; t)$ qeyri-lokal olduqda relyativistik konfigurasiya x -fəzasında $\psi(x, t)$ dalğa funksiyası qeyri-stasionar hərəkət tənliyini ödəyir:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = H_0(x)\psi(x, t) + \int_{-\infty}^{\infty} V(x, x'; t)\psi(x'; t)dx', \quad (1)$$

Burada H_0 sərbəst Hamilton operatorudur:

$$H_0(x) = mc^2 ch(i\hbar \partial_x) . \quad (2)$$

Onun məxsusi funksiyaları $\xi(p, x)$ relyativistik müstəvi dalğalardır

$$\xi(p, x) = \left(\frac{p_0 - p}{mc} \right)^{-ix/\hbar} \equiv e^{ix\chi/\hbar} , \quad (3)$$

(3) müstəvi dalğaları $p_0^2 - p^2 = m^2 c^2$ ($p_0 > 0$) kütlə hiperbolasında (Lobaçeviski p - fəzasında) tam sistem əmələ gətirir:

$$\frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \xi^*(p, x)\xi(p', x)dx = \delta(\chi - \chi') ,$$

$$\frac{1}{2\pi\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \xi^*(p, x) \xi(p, x') dx = \delta(x - x'). \quad (4)$$

Hiperpolyar koordinatlarda enerji və impuls $E = cp_0 = mc^2 ch\chi$ və $p = mcsh\chi$ şəklindədir.

2. Biz burada zamandan asılı qeyri-lokal bircins qarşılıqlı təsir potensialını belə seçəcəyik:

$$V(x, x'; t) = -\frac{F(t)x'}{\lambda ch[\pi(x - x')/\lambda]}, \quad (5)$$

burada $\lambda = \hbar/mc$ -Kompton dalğa uzunluğu, $F(t)$ - zərrəciyə təsir edən və zamandan asılı olan qüvvədir.

Qeyd edək ki, qeyri-relyativistik limitdə

$$\lim_{c \rightarrow \infty} [H_0(x) - mc^2] = -\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2$$

və

$$\lim_{c \rightarrow \infty} V(x, x'; t) = F(t) x \delta(x - x') \quad (6)$$

olduğundan, (1) tənliyi uyğun Şredinger tənliyi ilə üst-üstə düşür:

$$i\hbar \frac{\partial \psi_N(x, t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2 - F(t)x \right] \psi(x, t). \quad (7)$$

(6)-dan görünür ki, $c \rightarrow \infty$ limitində qeyri-lokallıq itir, yəni relyativistik xarakter daşıyır.

(5) Potensial enerjisi üçün (1) tənliyi impuls p -fəzasında sadə şəkllə malik olur:

$$i\hbar \frac{\partial \Phi(p, t)}{\partial t} = \left[\frac{k^2}{2m} + mc^2 - i\hbar F(t) \frac{d}{dk} \Phi(p, t) \right], \quad (8)$$

Bu tənlikdəki k dəyişəni impuls ilə aşağıdakı kimi ifadə olunur

$$k = \sqrt{2mc(p_0 - mc)} = 2mcsh \frac{\chi}{2}, \quad p = k \sqrt{1 + \frac{k^2}{4m^2 c^2}}$$

və qeyri-relyativistik limitdə $\lim_{c \rightarrow \infty} k = p$ alırıq.

Qeyd edək ki, $F(t) = F_0 = const$ olduqda (8) tənliyinin həlli

$$\Phi_E^{(0)}(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar F_0}} e^{\frac{i}{\hbar F_0} \left(ek - \frac{k^3}{6m} \right)} \quad (9)$$

şəklindədir, burada $e = E - mc^2$.

(8) tənliyinin formal həllini yazaq

$$\Phi(p, t) = U(p, t) \Phi(p, 0), \quad (10a)$$

burada $U(p, t)$ p - təsvirində evolusiya operatorudur

$$U(k, t) = T e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t \left[\frac{k^2}{2m} + mc^2 - i\hbar F(t') \frac{d}{dk} \right] dt'} \quad (10b)$$

T isə zamana görə nizamlama operatoru \square xronoloji operatorudur. (8)-dəki Hamilton operatorunun zamanın müxtəlif anlarına uyğun qiymətləri bir-biriylə kommutasiya etmir:

$$[H(k, t), H(k, t')] = \frac{i\hbar k}{m} [F(t') - F(t)] \neq 0,$$

$\Phi(p, 0)$ isə başlanğıc dalğa funksiyasıdır. Onu $\Phi(p, 0) = \Phi_E^{(0)}(p)$ kimi seçə bilərik.

[4,5] işlərində göstərilmişdir ki, (10b)-də T -hasilin açılışı belədir:

$$U(k, t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t \left[\frac{1}{2m} (k - \delta(t) + \delta(t'))^2 + mc^2 \right] dt'} e^{-\delta(t) \frac{d}{dk}} \quad (11a)$$

və ya inteqralı hesabladıqdan sonra

$$U(k, t) = \exp \left[-\frac{imc^2}{\hbar} t - \frac{i}{\hbar} S(k, t) \right] e^{-\delta(t) \frac{d}{dk}}. \quad (11b)$$

Burada

$$S = \frac{1}{2m} \left[(k - \delta(t))^2 t + 2(k - \delta(t))\delta_1(t) + \delta_2(t) \right],$$

$$\delta(t) = \int_0^t F(t') dt' - \text{qüvvə impulsu,}$$

$$\delta_1(t) = \int_0^t \delta(t') dt', \quad \delta_2(t) = \int_0^t \delta^2(t') dt'. \quad (12)$$

Evoluyisiya operatorunun təsirini (10a)-da hesablasaq, impuls təsvirində dalğa funksiyasının aşkar şəklini təyin etmiş olarıq:

$$\begin{aligned} \Phi(p, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi \hbar F_0}} \exp \left\{ -\frac{i}{2m\hbar} \left[(k - \delta(t))^2 t + 2(k - \delta(t))\delta_1(t) + \delta_2(t) \right] \right\} \\ &\cdot \exp \left\{ \frac{i}{\hbar F_0} \left[e(k - \delta(t)) - \frac{(k - \delta(t))^3}{6m} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

3. İndi relyativistik konfigurasiya x -fəzasında zərrəciyin dalğa funksiyasını tapaq. Bunun üçün (9a) relyativistik Furye çevirməsindən istifadə edək:

$$\psi(x, t) = \frac{1}{2\pi \lambda \sqrt{F_0}} J, \quad J = \int_{-\infty}^{\infty} e^{iQ} e^{ix\lambda/\lambda} d\chi. \quad (14)$$

Burada Q -nün ifadəsi belədir:

$$Q = \alpha_3 k^3 + d_2 k^2 + \alpha_1 k + \alpha_0, \quad (15)$$

$$\alpha_3 = -\frac{1}{6m\hbar F_0}, \quad \alpha_2 = -\frac{1}{2m\hbar} \left(\frac{\delta}{F_0} - t \right),$$

$$\alpha_1 = \frac{\delta t - \delta_1}{m\hbar} + \frac{1}{\hbar F_0} \left(e - \frac{\delta^2}{2m} \right), \quad \alpha_0 = \frac{1}{2m\hbar} (2\delta\delta_1 - t\delta^2 - \delta_2).$$

Q -nün ifadəsində $k = 2mcsh \frac{\chi}{2}$, $k^2 = 2m^2 c^2 (ch\chi - 1)$, $k^3 = 2m^3 c^3 \left(sh \frac{3\chi}{2} - 3sh \frac{\chi}{2} \right)$ olduğunu nəzərə alaq. Onda

$$Q = \gamma_3 sh \frac{3\chi}{2} + \gamma_2 ch\chi + \gamma_1 sh \frac{\chi}{2} + \gamma_0, \quad (16)$$

$$\gamma_3 = 2m^3 c^3 \alpha_3 = -\frac{mc^2}{3\lambda F_0} \equiv -z,$$

$$\gamma_2 = 2m^2 c^2 \alpha_2 = \frac{c}{\lambda} \left(\frac{\delta}{F_0} - t \right), \quad \gamma_1 = 2mc\alpha_1 - 6m^3 c^3 \alpha_3 = \frac{2c}{\hbar} \left(t\delta - \delta_1 - \frac{\delta^2}{2F_0} \right) + \frac{2E - mc^2}{\lambda F_0},$$

$$\gamma_0 = \alpha_0 - 2m^2 c^2 \alpha_2 = \frac{1}{2m\hbar} (2\delta\delta_1 - t\delta^2 - \delta_2) + \frac{c}{\lambda} \left(t - \frac{\delta}{F_0} \right).$$

$$\gamma_2(0) = 0, \quad \gamma_1(0) = \frac{2E - mc^2}{\hbar F_0} \equiv a, \quad \gamma_0(0) = 0,$$

J inteqralları aşağıdakı kimi göstərək:

$$J = e^{-i\gamma_3 sh\left(\frac{3i\hbar}{2}\partial_x\right) + i\gamma_2 ch(i\hbar\partial_x) + i\gamma_0} J_1 \quad (17a)$$

və ya

$$J = e^{-i\gamma_3 sh\left(\frac{3i\hbar}{2}\partial_x\right) - i\gamma_1 ch\left(\frac{i\hbar}{2}\partial_x\right) + i\gamma_0} J_2. \quad (17b)$$

Burada J_1 və J_2 inteqralları

$$J_1 = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\gamma_1 sh\frac{\chi}{2} + i\chi/\hbar} d\chi = 4e^{-\frac{\pi\chi}{\hbar}} k_{2ix/\hbar}(\gamma_1) \quad (18a)$$

və

$$J_2 = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\gamma_2 ch\chi + i\chi/\hbar} d\chi = i\pi e^{-\frac{\pi\chi}{2\hbar}} H_{ix/\hbar}(\gamma_2) \quad (18b)$$

ifadələriylə təyin olunur, $K_\nu(z)$ Makdonald funksiyası $H_\nu^{(1)}(z)$ isə birinci növ Hankel funksiyasıdır.

4. İndi baxılan məsələdə zərrəciyin propaqatorunu hesablayaq. Propaqator impuls təsvirində

$$\left[i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \frac{k_2^2}{2m} - mc^2 + i\hbar F(t) \partial_{k_2} \right] K(p_2, p_1; t) = i\hbar \delta(t) \delta(p_2 - p_1) \quad (19)$$

tənliyini və $t < 0$ olduqda

$$K(p_2, p_1; t) = 0 \quad (20)$$

başlanğıc şərtini ödəyir. Propaqatoru evolyusiya operatorunun matrisa elementi kimi də göstərmək olar:

$$K(p_2, p_1; t) = \langle p_2 | \hat{U}(t) | p_1 \rangle = \hat{U}(p_2, t) \delta(p_2 - p_1). \quad (21)$$

(21)-də (11b)-ni yerinə yazsaq. Onda

$$K(p_2, p_1; t) = e^{-\frac{imc^2}{\hbar}t - \frac{i}{\hbar}S(k, t)} \delta \left[(k_2 - \delta(t)) \sqrt{1 + \frac{(k_2 - \delta(t))^2}{4m^2 c^2}} - p_1 \right], \quad (22)$$

burada $p_2 = k_2 \sqrt{1 + \frac{k_2^2}{4m^2 c^2}}$.

ƏDƏBİYYAT

1. В.Г. Кадышевский, Р.М. Мир-Касимов, Н.Б. Скачков, ЭЧАЯ, т.2 (1972).стр. 635.
2. Н.М. Атакишиев, Р.М. Мир-Касимов, Ш.М. Нагиев, ТМФ 44 (1980) 47.
3. Ş.M. Nagiyev, S.I. Quliyeva, Phys.Lett.A 373 (2009) 2810.
4. Sh.M. Nagiyev, K.Sh. Jafarova, Phys.Lett.A 377(2013) 747.
5. Sh.M. Nagiev, AJP, vol.XIX, Number 2, p.129, 2013.

SƏTH VUD-SAKSON POTENSİALI SAHƏSİNDƏ $l \neq 0$ HALI ÜÇÜN D - ÖLÇÜLÜ ŞREDİNGER TƏNLIYİNİN SUPERSİMMETRİK HƏLLİ

V.H. Bədəlov

Fizika Problemləri İnstitutu, Bakı Dövlət Universiteti

İşdə Supersimmetrik kvant mexanikası metodundan (SYM) istifadə etməklə ixtiyari l - halında səth Vud-Sakson potensialı sahəsində radial Şredinger tənliyinin supersimmetrik həlləri araşdırılmışdır. Həmçinin potensialın V_0 dərinliyindən, radial n kvant ədədindən və a parametridən asılı məhdud sayda enerji spektri müəyyən edilmişdir.

Sferik simmetrik $V(r)$ potensial sahəsində D -ölçülü radial Şredinger tənliyi aşağıdakı kimidir [1]:

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

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

$$\frac{d^2 u_{nl}(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E_{nl} - V(r) - \frac{\hbar^2 \left(l + \frac{D-1}{2} \right) \left(l + \frac{D-3}{2} \right)}{2\mu r^2} \right] u_{nl}(r) = 0 \quad (2)$$

olur. $\tilde{l} = l + \frac{D-3}{2}$ parametri daxil etsək, (2) tənliyi aşağıdakı şəklə düşər:

$$\frac{d^2 u_{nl}(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E_{nl} - V_{eff}(r)] u_{nl}(r) = 0, \quad (3)$$

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

Sferik simmetrik səth Vud - Sakson potensialı aşağıdakı şəkildədir [2]:

$$V(r) = - \frac{4V_0 e^{\frac{r-R_0}{a}}}{\left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}} \right)^2}, \quad (a \ll R_0) \quad (4)$$

burada V_0 -potensialın dərinliyi, R_0 -potensialın eni və ya nüvənin radiusu, a -parametri isə səth təbəqəsinin qalınlığıdır və o, ionlaşma enerjisinin təcrübi qiyməti ilə müəyyən olunur.

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. Ona görə də yeni $x = \frac{r-R_0}{R_0}$ dəyişənini daxil edib, $r = R_0(1+x)$

və orbital mərkəzəqaçma $V_l(r)$ potensialını $x=0$ ($r=R_0$) nöqtəsi ətrafında Teylor sırasına ayıraq:

$$V_l(r) = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu r^2} = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu R_0^2} \cdot \frac{1}{(1+x)^2} = \tilde{\delta} (1 - 2x + 3x^2 - 4x^3 + \dots), \quad (5)$$

burada $\tilde{\delta} = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu R_0^2}$ -dir. Pekeris approksimasiyasına görə $V_l(r)$ potensialı [3-5]

$$\tilde{V}_l(r) = \tilde{\delta} \left(C_0 + \frac{C_1}{1+e^{\alpha x}} + \frac{C_2}{(1+e^{\alpha x})^2} \right), \quad (6)$$

kimidir, burada $\alpha = R_0/a$ -dir. $\tilde{V}_l(r)$ potensialının $x=0$ ($r=R_0$) nöqtəsi ətrafında Teylor sırasını, (5) münasibətində x -in uyğun dərəcələrinin müqayisəsindən C_0, C_1, C_2 sabitləri üçün tapırıq:

$$C_0 = 1 - \frac{4}{\alpha} + \frac{12}{\alpha^2}; \quad C_1 = \frac{8}{\alpha} - \frac{48}{\alpha^2}; \quad C_2 = \frac{48}{\alpha^2}. \quad (7)$$

Beləliklə, yeni effektiv potensial

$$\tilde{V}_{eff}(r) = V_{ws}(r) + \tilde{V}_l(r) = \tilde{\delta} C_0 - \frac{4V_0 - \tilde{\delta} C_1}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} + \frac{4V_0 + \tilde{\delta} C_2}{\left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2} \quad (8)$$

olur. Pekeris approksimasiyasına əsasən (3) tənliyində $V_{eff}(r)$ yerinə $\tilde{V}_{eff}(r)$ yazsaq, alırıq:

$$\frac{d^2 u_{nl}(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E_{nl} - \tilde{\delta} C_0 + \frac{4V_0 - \tilde{\delta} C_1}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} - \frac{4V_0 + \tilde{\delta} C_2}{\left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2} \right] u_{nl}(r) = 0 \quad (9)$$

SYM –a görə əsas halın $u_0(r)$ məxsusi funksiyası aşağıdakı kimi olar [6]:

$$u_0(r) = N \exp \left(-\frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar} \int W(r) dr \right), \quad (10)$$

Burada N normallaşma sabitidir və $W(r)$ isə superpotensialdır. Supercüt $V_1(r)$ və $V_2(r)$ potensialları ilə $W(r)$ superpotensial arasında əlaqə aşağıdakı kimidir [6]:

$$V_1(r) = W^2(r) - \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu}} W'(r) + E \quad \text{və} \quad V_2(r) = W^2(r) + \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu}} W'(r) + E \quad (11)$$

(11) Rikkati tənliyinin xüsusi həllini aşağıdakı şəkildə axtaraq:

$$W(r) = -\frac{\hbar}{\sqrt{2\mu}} \left(A + \frac{B}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} \right), \quad (12)$$

burada A və B naməlum sabitlərdir. $V_1(r) = \tilde{V}_{eff}(r)$ götürüb (8) və (12) ifadələrini (11) münasibətində yerinə yazıb, bərabərliyin sağ və sol tərəflərində uyğun hədlərin müqayisəsindən tapırıq:

$$A^2 = -\frac{2\mu}{\hbar^2} (E_0 - \tilde{\delta} C_0), \quad 2AB - \frac{B}{a} = -\frac{2\mu}{\hbar^2} (4V_0 - \tilde{\delta} C_1), \quad B^2 + \frac{B}{a} = \frac{2\mu}{\hbar^2} (4V_0 + \tilde{\delta} C_2) \quad (13)$$

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

$$\varepsilon^2 = -\frac{2\mu a^2}{\hbar^2} (E_0 - \tilde{\delta} C_0) > 0, \quad \beta^2 = \frac{2\mu a^2}{\hbar^2} (4V_0 - \tilde{\delta} C_1) > 0, \quad \gamma^2 = \frac{2\mu a^2}{\hbar^2} (4V_0 + \tilde{\delta} C_2) > 0 \quad (14)$$

parametrlərini daxil etsək, onda naməlum A və B parametrləri üçün (13) tənlikləri aşağıdakı şəkildə düşər:

$$A^2 = \frac{\varepsilon^2}{a^2}, \quad 2AB - \frac{B}{a} = -\frac{\beta^2}{a^2}, \quad B^2 + \frac{B}{a} = \frac{\gamma^2}{a^2} \quad (15)$$

(12) ifadəsini (10) münasibətində yerinə yazıb, inteqralı hesablasaq

$$u_0(r) = N e^{Ar} \left(1 + e^{-\frac{r-R_0}{a}} \right)^{-aB} \quad (16)$$

olur. Radial $u_0(r)$ dalğa funksiyası üçün $u_0(0) = 0$ və $u_0(\infty) = 0$ sərhəd şərtlərinin ödənməsi üçün $A < 0, B > 0$ olmalıdır. $A < 0, B > 0$ şərtlərində (15) cəbri tənliklərin həlli aşağıdakı kimi olar:

$$A = \frac{1}{2a} - \frac{\beta^2}{a(\sqrt{1+4\gamma^2-1})}, \quad B = \frac{\sqrt{1+4\gamma^2-1}}{2a}, \quad E_0 = \tilde{\delta}C_0 - \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{1}{2a} - \frac{\beta^2}{a(\sqrt{1+4\gamma^2-1})} \right]^2 \quad (17)$$

Seçilmiş $W(r)$ superpotensial $r \rightarrow \infty$ olduqda $W(r) \rightarrow -\frac{\hbar A}{\sqrt{2\mu}}$ olur. (12) ifadəsini (11)

münasibətində yerinə yazıb, supercüt potensialları üçün alırıq:

$$V_1(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[A^2 + \frac{B^2 + \frac{B}{a}}{\left(1 + e^{-\frac{r-R_0}{a}}\right)^2} + \frac{2AB - \frac{B}{a}}{1 + e^{-\frac{r-R_0}{a}}} \right] \quad \text{və} \quad V_2(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[A^2 + \frac{B^2 - \frac{B}{a}}{\left(1 + e^{-\frac{r-R_0}{a}}\right)^2} + \frac{2AB + \frac{B}{a}}{1 + e^{-\frac{r-R_0}{a}}} \right] \quad (18)$$

(15) cəbri tənliklərdən ikincisi ilə üçüncüsünü tərəf-tərəfə toplasaq, alırıq:

$$2AB + B^2 = \frac{\gamma^2 - \beta^2}{a^2} \quad (19)$$

Buradan

$$A = \frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2B} - \frac{B}{2} \quad (20)$$

Beləliklə, (18) ifadələri ilə verilmiş ortaq $V_1(r)$ və $V_2(r)$ potensiallar üçün invariant forma [7]

$$R(B_1) = V_2(B, r) - V_1(B_1, r) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\left(\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 \left(B - \frac{1}{a} \right)} - \frac{B - \frac{1}{a}}{2} \right)^2 - \left(\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 B} - \frac{B}{2} \right)^2 \right] \quad (21)$$

$$R(B_i) = V_2 \left[B - \frac{i-1}{a}, r \right] - V_1 \left[B - \frac{i}{a}, r \right] = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\left(\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 \left(B - \frac{i}{a} \right)} - \frac{B - \frac{i}{a}}{2} \right)^2 - \left(\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 \left(B - \frac{i-1}{a} \right)} - \frac{B - \frac{i-1}{a}}{2} \right)^2 \right]. \quad (22)$$

olar. Hər addımda $B_n = B_{n-1} - \frac{1}{a} = B - \frac{n}{a}$ əvəzləməsini o vaxta qədər davam etmək lazımdır ki, $B_n \geq 0$ olsun. Nəticədə $H_1(B)$ hamiltonianının tam diskret spektrini alırıq:

$$E_{n_l} = \tilde{\delta}C_0 - \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\left(\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 \left(B - \frac{n}{a} \right)} - \frac{B - \frac{n}{a}}{2} \right)^2 - \left(\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 \left(B - \frac{n-1}{a} \right)} - \frac{B - \frac{n-1}{a}}{2} \right)^2 + \left(\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 \left(B - \frac{n-1}{a} \right)} - \frac{B - \frac{n-1}{a}}{2} \right)^2 - \left(\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 \left(B - \frac{n}{a} \right)} - \frac{B - \frac{n}{a}}{2} \right)^2 \right]$$

$$\begin{aligned}
 & - \left[\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 \left(B - \frac{n-2}{a} \right)} - \frac{B - \frac{n-2}{a}}{2} \right] + \dots + \left[\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 \left(B - \frac{1}{a} \right)} - \frac{B - \frac{1}{a}}{2} \right] - \left[\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 B} - \frac{B}{2} \right] + \left[\frac{1}{2a} - \frac{\beta^2}{a(\sqrt{1+4\gamma^2-1})} \right]^2 = \quad (23) \\
 & = \tilde{\delta}C_0 - \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{\gamma^2 - \beta^2}{2a^2 \left(B - \frac{n}{a} \right)} - \frac{B - \frac{n}{a}}{2} \right]^2 = \tilde{\delta}C_0 - \frac{\hbar^2}{2\mu a^2} \left[\frac{\beta^2 - \gamma^2}{\sqrt{1+4\gamma^2-2n-1}} + \frac{\sqrt{1+4\gamma^2-2n-1}}{4} \right]^2
 \end{aligned}$$

Beləliklə, β, γ parametrlərini və (7) ifadələrini (23) –də nəzərə alsaq, l - halında enerjinin məxsusi qiyməti üçün aşağıdakı münasibət müəyyən edilir:

$$\begin{aligned}
 E_{nl}^{(D)} = & \frac{\hbar^2 \tilde{l} (\tilde{l} + 1)}{2\mu R_0^2} \left(1 + \frac{12a^2}{R_0^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2\mu a^2} \left[\frac{1}{16} \left(\sqrt{1 + \frac{32\mu a^2 V_0}{\hbar^2} + \frac{192\tilde{l}(\tilde{l}+1)a^4}{R_0^4}} - 2n - 1 \right)^2 + \right. \\
 & \left. \left(\frac{8\tilde{l}(\tilde{l}+1)a^3}{R_0^3} \right)^2 \left(\sqrt{1 + \frac{32\mu a^2 V_0}{\hbar^2} + \frac{192\tilde{l}(\tilde{l}+1)a^4}{R_0^4}} - 2n - 1 \right)^{-2} \right] \quad (24)
 \end{aligned}$$

$D \geq 1$ olduqda, $l = 0$ halında sistemin əlaqəli halları vardır. Çünki, bu halda $A < 0, B > 0$ bərabərsizlikləri ödənilir. (24) ifadəsindən görünür ki, enerjinin məxsusi qiyməti potensialın V_0 dərinliyindən, potensialın R_0 enindən, səthin a qalınlığından və D parametridən asılıdır. Beləliklə, n və V_0 üçün müəyyən olunmuş şərtlər, yəni $A < 0, B > 0$ bərabərsizlikləri ödənərsə, onda əlaqəli hallar mövcuddur və bu halların enerji spektri məhdud saydadır.

ƏDƏBİYYAT

1. J. Avery, *Hyperspherical Harmonics. Applications to Quantum Theory* (Kluwer, Dordrecht, 1989).
2. T. Vertse, K.F. Pal and Z. Balogh, *Comput. Phys. Commun.* **27**, 309 (1982).
3. V.H. Badalov, H.I. Ahmadov and S.V. Badalov, *News of Baku University*, № **2**, (2008) 157.
4. V.H. Badalov, H.I. Ahmadov and A.I. Ahmadov, *Int.J.Mod.Phys. E* **18** (2009) 631.
5. V.H. Badalov, H.I. Ahmadov and S.V. Badalov, *Int.J.Mod.Phys. E* **19** (2010) 1463.
6. F. Cooper, A. Khare, U. Sukhatme, *Supersymmetry and Quantum Mechanics*, *Physics Reports* **251** (1995) 267.
7. Л.Э. Генденштейн, И.В.Криве, *УФН*, **146** (1985) 553.
8. V.H. Bədəlov, Səth Vud-Sakson potensialı sahədə Şredinger tənliyinin həlli, *Fizikanın müasir problemləri, III Respublika konfransı, Bakı, 17-18 dekabr (2009)* 65.

HİQQS BOZONUN KALİBRLƏŞMƏ BOZONLARA ÇEVİRİLMƏLƏRİ:

$$H \Rightarrow VV, H \Rightarrow VV^*$$

S.Q. Abdullayev, M.Ş. Qocayev, F.A. Saddih

Bakı Dövlət Universiteti,

s_abdullayev@mail.ru, m_qocayev@mail.ru, f_seddig@yahoo.com

Son illərdə Böyük Hadron Kollayderində aparılan eksperimentlərdə skalyar Hiqqs bozonun varlığı aşkarlanmışdır. Bununla əlaqədar olaraq Hiqqs bozonun müxtəlif çevrilmə kanallarının nəzəri öyrənilməsi böyük maraq kəsb edir. Təqdim olunan işdə Hiqqs bozonun

kalibrləşmə bozonlara çevrilmə kanallarına baxılmışdır:

$$H \Rightarrow V + V, \quad (1)$$

$$H \Rightarrow V + V^* \Rightarrow V + f + \bar{f}, \quad (2)$$

burada $V = W$ və ya Z , $f\bar{f}$ isə fermion-antifermion cütüdür.

(1) prosesinin Feynman diaqramı 1-ci şəkildə təsvir edilmişdir, mötərizələrdə zərrəciklərin impulsları göstərilmişdir. Diaqrama uyğun matris elementi

$$M(H \Rightarrow VV) = 2 \frac{M_V^2}{\eta} U_\mu(p_1) U_\mu(p_2) \quad (3)$$

şəklində yazılır; burada $U_\mu(p_1)$ və $U_\mu(p_2)$ – vektor bozonların polyarizasiya vektorları, $\eta = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ GeV – Hiqqs bozon sahəsinin vakuüm qiyməti, G_F – zəif qarşılıqlı təsirin Fermi sabitidir.

Hiqqs bozonun real iki vektor bozona çevrilməsi prosesinin eni aşağıdakı ifadə ilə verilir:

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_F M_H^3}{16\sqrt{2}\pi} \delta_V \sqrt{1-4x}(1-4x+12x^2), \quad (4)$$

burada $V = W$ bozon olduqda $\delta_W = 2$, $V = Z$ bozon olduqda isə $\delta_Z = 1$ və $x = M_V^2/M_H^2$ -dir.

Standart Modelə görə, Hiqqs bozonun spini O, P və C cütlükləri müsbətdir: $J^{PC} = O^{++}$. Bununla yanaşı olaraq elmi ədəbiyyatlarda tək CP cütlüyə malik olan A bozonu müzakirə edilir [1]. A bozonun vektor bozonlarla qarşılıqlı təsiri

$$g_{AVV} = \frac{i\nu}{M_V^2} g_{HVV} V_\mu V_\nu \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\rho} p_{2\sigma} \quad (5)$$

şəklində götürülür, burada ν – vahidsiz sabit əmsaldır.

A bozonun iki vektor bozona çevrilməsinin eni bərabərdir:

$$\Gamma(A \rightarrow VV) = \frac{G_F M_A^3 \nu^2}{16\sqrt{2}\pi} \delta_V (1-4x)^{3/2}. \quad (6)$$

2-ci və 3-cü şəkillərdə Hiqqs (A)-bozonun iki Z-bozona və iki W-bozona çevrilmə ehtimallarının Hiqqs (A)-bozonun kütləsindən asılılıq qrafikləri verilmişdir. Qrafiklərdən görüldüyü kimi, Hiqqs (A)-bozonun kütləsinin artması ilə çevrilmə ehtimalı da artır.

4-cü şəkildə $H \Rightarrow Z + Z^* \Rightarrow Z + f + \bar{f}$ çevrilməsinin Feynman diaqramı verilmişdir. Ümumi qaydalara əsaslanaraq [2], $H \Rightarrow Z + f + \bar{f}$ çevrilməsinin matris elementini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

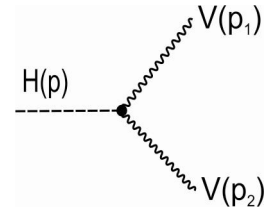
$$M(H \rightarrow Zf\bar{f}) = \frac{M_Z^2}{\eta} \frac{e}{\sqrt{x_W(1-x_W)}} \frac{U_\mu(k)}{q^2 - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \bar{u}(p_1) \gamma_\mu [g_L(1+\gamma_5) + g_R(1-\gamma_5)] v(p_2), \quad (7)$$

burada $x_W = \sin^2 \theta$ – Vaynberq parametri, g_L və g_R – fermionun Z-bozonla sol və sağ rabitə sabitləridir:

$$g_L = I_3^f - Q_f x_W, \quad g_R = -Q_f x_W. \quad (8)$$

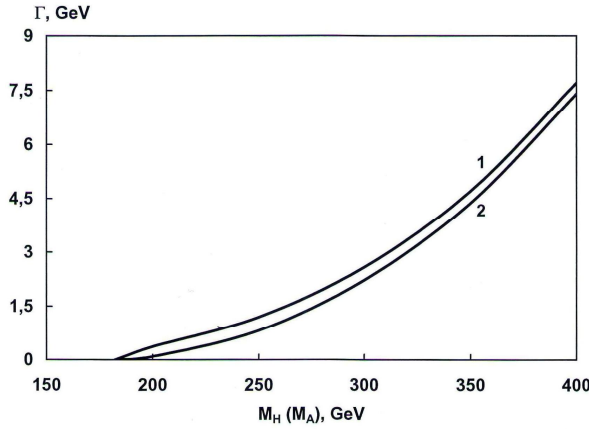
(7) matris elementinin kvadratı bərabərdir:

$$|M(H \rightarrow Zf\bar{f})|^2 = 8 \left(\frac{M_Z^2}{\eta} \right) \frac{e^2}{x_W(1-x_W)} \frac{N_C (g_L^2 + g_R^2)}{(q^2 - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \left[(p_1 \cdot p_2) + \frac{2}{M_Z^2} (k \cdot p_1)(k \cdot p_2) \right], \quad (9)$$

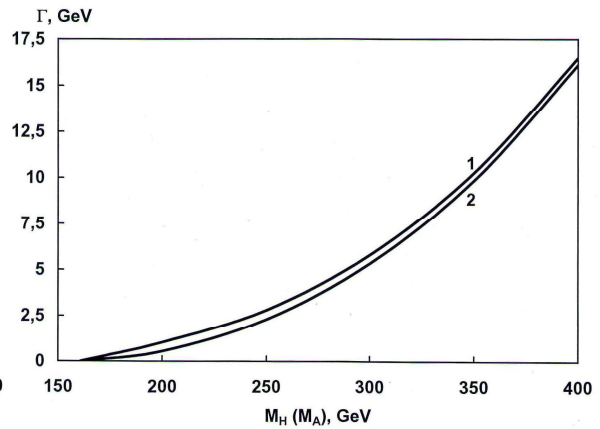


Şəkl. 1. $H \Rightarrow VV$ prosesinin Feynman diaqramı.

Burada N_C –rəng vuruğudur (lepton cütü yarananda $N_C=1$ -ə, kvark cütü yarananda isə $N_C=3$), $f = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, e^-, \mu^-, \tau^-, u, d, s, c, b$ ola bilər.



Şəkil 2. $\Gamma(H \Rightarrow ZZ)$ (1) və $\Gamma(A \Rightarrow ZZ)$ (2) çevrilmələrinin $H(A)$ bozonun kütləsindən asılılığı.



Şəkil 3. $\Gamma(H \Rightarrow WW)$ (1) və $\Gamma(A \Rightarrow WW)$ (2) çevrilmələrinin $H(A)$ bozonun kütləsindən asılılığı.

Fermionların rabitə sabitləri üzrə cəm apardıqda

$$\sum_f N_C (g_L^2 + g_R^2) = 3 \left(\frac{7}{4} - \frac{10}{3} x_W + \frac{40}{9} x_W^2 \right)$$

ifadəsi alınır. Nəticədə $H \Rightarrow Z + f + \bar{f}$ prosesinin ehtimalının $f\bar{f}$ cütünün invariant kütləsinə görə paylanması üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\frac{d\Gamma(H \Rightarrow Zf\bar{f})}{dm^2} = \frac{3G_F^2 M_Z^4}{16\pi^3 M_H} \delta'_Z \frac{\beta_Z (M_H^4 \beta_Z^2 + 12M_Z^2 m^2)}{(M_Z^2 - m^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2}, \quad (10)$$

burada

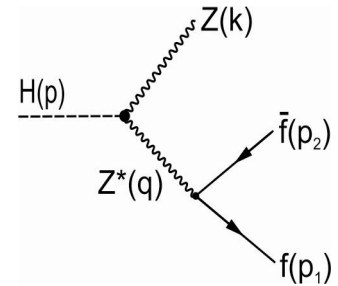
$$\delta'_Z = \frac{7}{12} - \frac{10}{9} x_W + \frac{40}{27} x_W^2, \quad \beta_Z^2 = \left[1 - \frac{(M_Z + m)^2}{M_H^2} \right] \left[1 - \frac{(M_Z - m)^2}{M_H^2} \right].$$

Hiqqz bozonun $H \Rightarrow W^- + W^{+*} \Rightarrow W^- + f_u + \bar{f}_d$ və prosesinin Feynman diaqramı.

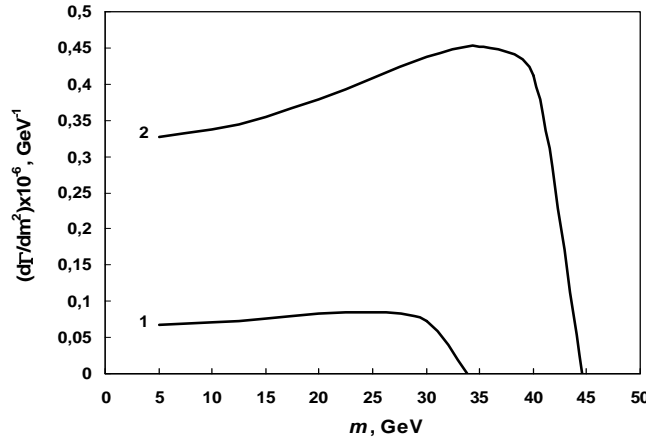
$H \Rightarrow W^+ + W^{-*} \Rightarrow W^+ + f_d + \bar{f}_u$ kanalları üzrə çevrilmə ehtimalları da hesablanmışdır, burada $f_u = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, u, c$ və $f_d = e, \mu, \tau, d, s$ ola bilər. $H \Rightarrow W + W^*$ çevrilməsinin ehtimalı (10) düsturundan alınır. Bunun üçün $\delta'_Z \Rightarrow \delta'_W = 1$, $\beta_Z \Rightarrow \beta_W$, $M_Z \Rightarrow M_W$ və $\Gamma_Z \Rightarrow \Gamma_W$ əvəzləmələri aparılmalıdır.

CP-tək ($J^{PC} = O^{+-}$) A bozon halında invariant kütləyə görə paylanma spektri aşağıdakı kimidir:

$$\frac{d\Gamma(A \Rightarrow VV^*)}{dm^2} = \frac{3G_F^2 M_V^4}{8\pi^3 M_A} \delta'_V \frac{m^2 \beta_V^2 M_V^2}{(M_V^2 - m^2)^2 + M_V^2 \Gamma_V^2}, \quad (11)$$



Şəkil 4. $H \Rightarrow ZZ^* \Rightarrow Zf\bar{f}$



Şək. 5. $H \Rightarrow Zf\bar{f}$ (1) və $H \Rightarrow Wf\bar{f}$ (2) proseslərinin ehtimallarının invariant kütlədən asılılığı.

5-ci şəkildə $H \Rightarrow Z + f + \bar{f}$ və $H \Rightarrow W + f + \bar{f}'$ proseslərinin ehtimallarının invariant m kütləsindən asılılıq qrafikləri təsvir edilmişdir. Göründüyü kimi, $H \Rightarrow W + f + \bar{f}'$ çevrilməsinin ehtimalı $H \Rightarrow Z + f + \bar{f}$ çevrilməsinin ehtimalından böyükdür. Bu onunla əlaqədardır ki, $H \Rightarrow W + W^*$ keçidi ilə $W^* \Rightarrow f + \bar{f}'$ keçidinin sabitləri $H \Rightarrow Z + Z^*$ və $Z^* \Rightarrow f + \bar{f}$ keçidlərinin sabitlərindən böyükdür.

Fermion-antifermion cütünün invariant kütləsinin artması ilə çevirmə ehtimalları tədricən artır və maksimuma çatır, invariant kütlənin sonrakı artması çevirmə ehtimallarının sıfıra qədər azalması ilə nəticələnir.

ƏDƏBİYYAT

1. Djonadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome I: The Higgs boson in the Standard Model: arXiv:hep-ph/0503172v1, 2005
2. Abdullayev S.Q., Saddigh F.A. Higgs bozonun çevrilmə kanalları // Bakı Universitetinin Xəbərləri. Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası. Bakı, 2014, №2

TRANSVERSE MOMENTUM PHYSICS IN ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C}$ INTERACTIONS AT 4.2 GeV/c

¹Y.H. Huseynaliyev, ¹L.Y. Huseynaliyeva, ²G.G. Mammadova,
¹U.S. Alieva, ¹N.E. Amirova

¹Azerbaijan State Pedagogical University, ²Baku Business and Cooperation College
yashartur@yahoo.com

Production of π^- -meson and proton is studied in ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C}$ interactions, using pp reference data at 4.2 GeV/c in order to explore the collective phenomena in the nucleus. The Nuclear modification factor, $R(p_t)$ as a function of transverse momentum is used for investigation. The data obtained are from the 2m-propane bubble chamber of JINR (Dubna, Russia).

1. Introduction

The transverse momentum (p_t) physics is of great interest. J. D. Bjorken has shown that, p_t is a constant variable [1]. p_t is an invariant parameter [2], which is same in all frames of references. p_t physics has been studied at SPS, RHIC and LHC energies. Below some new results are shown.

2. The Experimental method of ^4HeC -interaction

The experimental data were obtained using the 2m propane bubble chamber of the LHE of JINR (Dubna, Russia) exposed to a beam of helium nuclei at the momentum $4.2\text{AGeV}/c$ at Dubna Synchrophasotron. The average density of δ electrons on tracks of nuclei of helium with length of a trace is more 5 mm made: $0.085 \pm 0.002\text{cm}^{-1}$. The impurity of the charged strange particles did not exceed 1%. Therefore, all negative particles, except for identified electrons, were considered as negative pions. Positive particles include in themselves positive pions, protons and heavier single charged fragments of nuclei (deuteron, tritium). A fraction of a positive pions in the general number of positive particles in momentum interval $p_{\pi^+}=(0.5-2.0)\text{GeV}/c$ did not exceed 13.5%. Protons, deuterons and heavier fragments in propane bubble chamber one can possible divide on density of ionization on traces only in a momentum interval $(1.0-2.0)\text{GeV}/c$. Protons used for the figures were taken with $p > 150\text{MeV}/c$ and negative pions with $p > 80\text{MeV}/c$, since these values are average lower momentum thresholds of registration of protons and pions respectively in propane chamber. Stripping protons (spectator protons from projectile-nucleus) having $p > 3\text{GeV}/c$ and θ (emission angle) < 4 degrees (in lab. frame) for interactions at initial momentum of $4.2\text{AGeV}/c$ were excluded. We have analyzed 11699 inelastic HeC-interactions at energy $4.2\text{GeV}/c$.

3.Experimental results for protons and π^- mesons in $^4\text{He}+^{12}\text{C}$ -interactions at $4.2\text{AGeV}/c$

In Fig.1 the values of $R = \frac{[1/N_{events}^{tot} (dN_{prot}/dp_t)]^{pC, ^4HeC}}{[1/N_{events}^{tot} (dN_{prot}/dp_t)]^{pp}}$ for protons are given. It is seen that:

1) In low- p_t region, the enhancement of the R becomes weak. It should be noted that enhancement of R were observed in pC -interactions at $4.2\text{AGeV}/c$. Relatively higher enhancement of R in region $p_t < 0.3\text{GeV}/c$ in pC -interactions compared to ^4HeC interactions at $4.2\text{AGeV}/c$ is simply due to the higher number of spectator (evaporated) protons with $p < 0.3\text{GeV}/c$ (slow proton). This is because in pC interactions as compared to ^4HeC interactions we have lower number of nucleon-nucleon collisions per event (and lower number of participant nucleons) and lower degree of carbon disintegration, whereas in case of ^4HeC you have higher number of nucleon-nucleon collisions per event (and higher number of participant nucleons and thus lower number of spectator nucleons) and higher degree of carbon disintegration.

2) There is a clear enhancement in high- p_t region. The reason of this enhancement is probably hard nucleon-flucton scatterings in central nucleus-nucleus collisions. Flucton is the hadronic drop where two or more nucleons are grouped together at the distances lower than the mean intra-nucleon distance in nucleus. High- p_t particles can only be produced in the processes of hard scattering in central collisions. It was shown in early works that these particles are produced in central region, not in the region of target or projectile fragmentation. It is proved that these particles are produced in the processes of hard scattering in central nucleus-nucleus collisions.

In the Fig.2 the values of $R = \frac{[1/N_{events}^{tot} (dN_{\pi^-}/dp_t)]^{pC, ^4HeC}}{[1/N_{events}^{tot} (dN_{\pi^-}/dp_t)]^{pp}}$ for negative pions are given. It is seen that: 1).

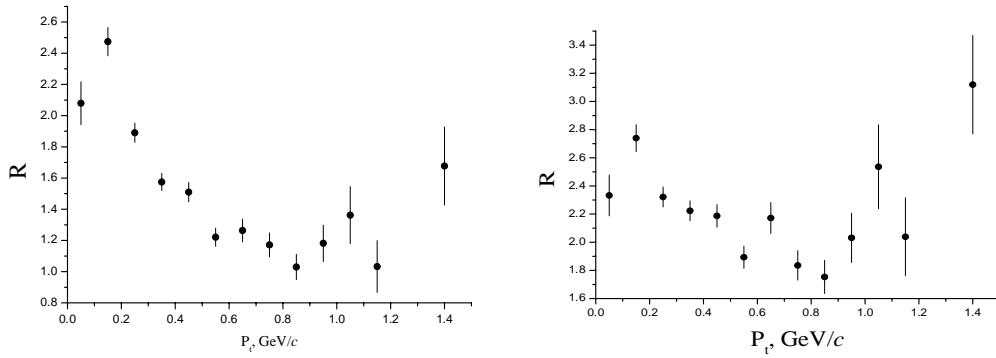


Figure 1. The ratio R (protons) for pC (left) and ${}^4\text{HeC}$ -interactions at $4.2A\text{GeV}/c$.

There are two different regions for emission of π^- mesons: $p_t < 0.45\text{GeV}/c$ and $p_t > 0.45\text{GeV}/c$, which was seen for pC -interactions at $4.2\text{GeV}/c$. The values of R in both regions increases; 2) At $p_t \approx 0.45\text{GeV}/c$ we see minimum, that was found for pC -interactions at the same point; 3) There is a tendency in increase of the mean multiplicity of negative pions in low p_t region ($p_t < 0.45\text{GeV}/c$) in ${}^4\text{HeC}$ -interactions compared to pp -interactions at the incident energy of $4.2\text{GeV}/c$ per nucleon. An average number of interacting nucleons in HeC -collision is 5.80 ± 0.08 [3]. The mean multiplicity of π^- -mesons increases in high- p_t region ($p_t > 0.45\text{GeV}/c$) with the mass of the colliding system too. These high- p_t pions, most probably, are direct pions. The slow protons i.e., spectators, produced in low- p_t region, are direct protons too, because they don't participate in the interactions. But the low- p_t pions and high- p_t protons are correlated. Analysis of p_t of Δ^0 resonances in $4.2A\text{GeV}$ $C+\text{Ta}$ collisions [4] shows that they are produced with high- p_t in comparison to the proton distribution and that Δ^0 decay kinematics is responsible for the low p_t enhancement ($p_t < 0.5\text{GeV}$) of the negative pions.

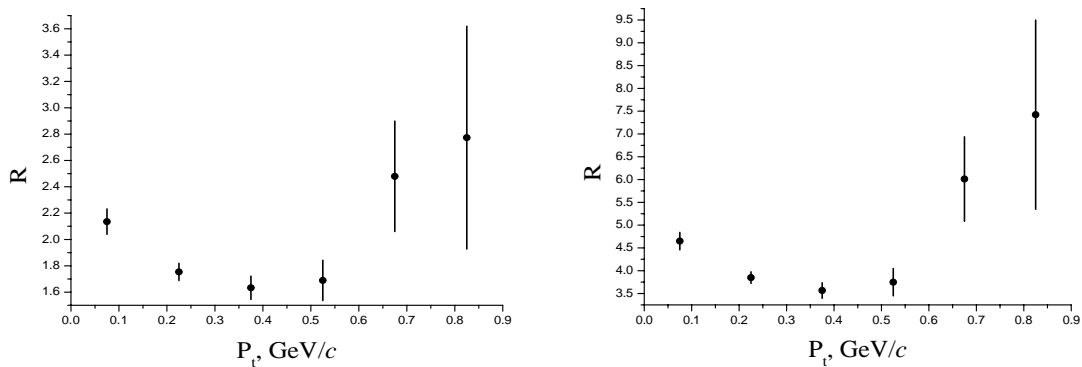


Figure 2. The ratio R (negative pions) for pC (left) and ${}^4\text{HeC}$ -interactions at $4.2A\text{GeV}/c$.

Conclusion

In $R(p_t)$ dependence, in low- p_t region ($p_t < 0.3\text{GeV}/c$) for protons, with increasing mass number of projectile the enhancement of the R smears out due to spectator protons. A clear enhancement at high- p_t ($p_t > 1.2\text{GeV}/c$) is observed, which is the highest in case of HeC -collisions at $4.2A\text{GeV}/c$. This enhancement is due to the contribution from central-central collisions, where the p_t enhancement can be explained as due to the high number of nucleon-nucleon re-scatterings in central collisions. Obviously, we have the highest contribution from central collisions in case of HeC -collisions. The R values of π^- mesons in dependence on their p_t , given for HeC interactions at the same energy of the incident particles (He nuclei) coincide within error bars in high- p_t region ($p_t > 0.45\text{GeV}/c$), i.e. the R values do not depend on the type and the mass number of particles at the same energy. It means that the mechanism of the pion

emission in HeC interactions is the same and this mechanism is the Δ^0 -resonance decay. The mean multiplicity of π^- mesons increases in high- p_t region ($p_t > .45 \text{ GeV}/c$) with the mass of the colliding system too. These high- p_t pions and slow protons are direct particles. Another dominant mechanism for the emission of the low- p_t negative pions and high- p_t protons is the Δ^0 -resonance decay.

REFERENCES

1. J.D. Bjorken, Probes of the quark-gluon plasma as it might be produced in ultra-relativistic nuclear collisions, FERMILAB-Pub-82/59-THY (1982).
2. Ramona Vogt, "Ultrarelativistic Heavy ion collisions", ELSEVIER, Netherland, 2007.
3. Lj. Simić , S. Backović et al. Dependence of average characteristics of π^- mesons on number of interacting protons in nucleus-nucleus collisions at 4.2 GeV/c per nucleon, Phys.Rev. D 34, (1986) 692.
4. Lj. Simic, M. Vranjes, Milosavljevic et al. Neutral delta resonance production in peripheral 4.2A GeV C + Ta collisions, Phys. Rev. C 80, (2009) 017901.

ADS/KXD -NIN YUMŞAQ DİVAR MODELİNDƏ RO-MEZON- DELTA BARİON ($g_{\rho\Delta\Delta}$) QARŞILIQLI TƏSİR SABİTİ

İ.İ. Atayev¹, N.C. Hüseynova^{2,3}, Ş.Ə. Məmmədov³,

(1) AMEA-nın Fizika İnstitutu

(2) BDU-nun Nəzəri Fizika kafedrası

(3) BDU-nun Fizika Problemləri ETİ

Ro mezon ilə delta barionların qarşılıqlı təsir məsələsinə AdS/KXD-nin yumşaq divar modelində baxılmışdır. AdS fəzasının daxilində sol və sağ kolibrəşmə sahələri və psevdoskalyar sahə daxil edilmişdir. Bu sahələr üçün AdS fəzasının içində Lagranjian yazılmış, hərəkət tənlikləri alınmış və bu tənliklərin həlli olan profil funksiyaları tapılmışdır. AdS/KSN uyğunluğuna əsaslanaraq iç fəzada yazılmış qarşılıqlı təsir Lagranjianından istifadə edərək, qarşılıqlı təsir sabiti üçün integral ifadə alınmışdır.

AdS/KXD nəzəriyyəsinin 2 əsas modeli var: sərt divar modeli və yumşaq divar modeli. Yumşaq divar modeli aşağıdakı prinsiplər üzərində qurulur. Bu modeldə təsir (1) dusturu ilə təyin olunur:

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

burada $g = |\det g_{MN}|$ ($M, N=0,1,2,3,4,5$) və AdS fəzasının metrikası aşağıdakı şəkildə təyin olunur.

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

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

Burada $\Phi = \Phi(z)$ Dilaton sahəsi və $\eta_{\mu\nu}$ isə Minkovski metrikasıdır.

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

Dilaton sahəsi elə seçilir ki, infraqırmızı sərhəddə 5-ölçülü inteqral sonlu ($z \rightarrow \infty$) olsun. Belə sahənin ən sadə halı aşağıdakı şəkildədir.

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

1. Yumşaq divar modelində ρ -mezon

AdS fəzasının daxilində 2 ədəd A_L^M və A_R^M kalibrləşmə sahələri vardır ki, bunlar da $SU(N_F)_L \times SU(N_F)_R$ qrupuna tabe olaraq sol və sağ kiral sahələr kimi çevrilir. İç fəzada kalibrləşmə sahələrindən başqa bir skalyar X sahəsi də var ki, bu sahə də $SU(N_F)_L \times SU(N_F)_R$ qrupunun bifundamental təsviri kimi çevrilir. Bütün bu sahələr üçün yekun təsir belə olur:

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

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 vektor sahə ala bilərik: $V = A_L + A_R$. Sadəlik üçün biz $V_5 = 0$ kalibrovkasında işləyəcəyik. Təsirin (5) ifadəsindən təyin olunan vektor sahə üçün hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkildədir:

$$\partial_z (e^{-B} \partial_z v_n) + m_n^2 e^{-B} v_n = 0, \quad (6)$$

burada $B = \Phi - A$. Aşağıdakı əvəzlənməni apardıqdan sonra

$$v_n = e^{B/2} \psi_n \quad (7)$$

(6) tənliyi Şredinger tənliyinə bənzər (7'') tənliyinə gəlir və

$$-\psi_n'' + \left(z^2 + \frac{3}{4z^2} \right) \psi_n = m_n^2 \psi_n \quad (7'')$$

həlli aşağıdakı (8) şəkildə olur:

$$\psi_n(z) = e^{-k^2 z^2 / 2} (kz)^{m+1/2} \sqrt{\frac{2n!}{(m+n)!}} L_n^m(k^2 z^2) \quad (8)$$

ρ -mezon üçün $m = 1$ və (8) həlli (9) şəkildə olur.

$$v_n(z) = k^2 z^2 \sqrt{\frac{2}{(1+n)}} L_n^1(k^2 z^2) \quad (9)$$

Həyəcənlanmış hallar üçün kütlə spektri n -dən xətti aşkar asılı olur: $m_n^2 = 4(n+1)$. İndi AdS fəzasının içində delta barion sahələrini daxil edək.

2. Yumşaq divar modelində delta barionlar

Burada delta barion sahəsinin vektor sahə ilə qarşılıqlı təsirinə baxılmışdır. Spin 3/2 barionların KXD-nin sərhəddindəki təsviri iç fəzada Ψ_M Rarita-Şvinger sahəsi ilə verilir. AdS fəzasında Rarita-Şvinger sahəsi üçün təsir aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$S_F = \int d^5x \sqrt{g} e^{-\Phi(z)} (i\bar{\Psi}_A \Gamma^{ABC} D_B \Psi_C - m_1 \bar{\Psi}_A \Psi^A - m_2 \bar{\Psi}_A \Gamma^{AB} \Psi_B) \quad (10)$$

burada $\Psi_A = e_A^N \Psi_N, e_A^N = z \delta_A^N$ veylbeyn və $D_N = \partial_N + \frac{1}{8} \omega_{NAB} [\Gamma^A, \Gamma^B] - iV_N$ isə kovariant törəmədir. Spin əlaqənin sıfırdan fərqli komponentləri bunlardır: $\omega_{\mu z \nu} = -\omega_{\nu z \mu} = \frac{1}{z} \eta_{\mu \nu}$.

5-ölçülü qamma matrislər $\{\Gamma^A, \Gamma^B\} = 2\eta^{AB}$ antikomutasiya münasibətini ödəyir və $\Gamma^A = (\gamma^\mu, -i\gamma^5)$ şəkildə təyin olunur. $\Gamma^{ABC} = \frac{1}{2} (\Gamma^B \Gamma^C \Gamma^A - \Gamma^A \Gamma^C \Gamma^B)$, $\Gamma^{AB} = \frac{1}{2} [\Gamma^A, \Gamma^B]$

Təsirin (10) ifadəsindən hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkildə təyin olunur:

$$i\Gamma^A (D_A \Psi_B - D_B \Psi_A) - m_- \Psi_B + \frac{m_+}{3} \Gamma_B \Gamma^A \Psi_A = 0 \quad (11)$$

burada $m_{\pm} = m_1 \pm m_2$

Məlum olduğu kimi Rarita-Şvinger sahəsinin spini 3/2 komponentləri spini 1/2 olan sahənin də xassələrini özündə saxlayır. 4 ölçülü fəzada bu sahənin üzərinə Lorens şərti qoymaqla spini 1/2 olan komponentlər aradan qaldırılır.

$$\gamma^\mu \Psi_\mu = 0$$

5-ölçülü fəzada da anoloji olaraq sahənin üzərinə Lorens şərti qoymaqla spini $\frac{1}{2}$ olan komponentlər Rarita-Şvinger sahəsində aradan qaldırılır.

$$e_A^M \Gamma^A \Psi_\mu = 0 \quad (12)$$

bu da sərbəst zərrəcik üçün aşağıdakı tənliyə gətirir.

$$\partial^M \Psi_M = 0 \quad (13)$$

Beləliklə Rarita-Şvinger sahəsi üçün Dirak tənliyinə bənzər aşağıdakı tənlik alınır:

$$(iz\Gamma^A \partial_A + 2i\Gamma^5 - m_-)\Psi_\mu = 0, \quad (\mu = 0,1,2,3) \quad (14)$$

(14) tənliyindən istifadə etməklə profil funksiyalar üçün ikinci tərtib tənliklər alınmışdır:

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

Bu tənliklər sisteminin həlli Lager polinomu ilə aşağıdakı şəkildə tapılmışdır:

$$\Psi_L^{(n)}(z) = n_L \xi^\alpha L_n^{(\alpha)}(\xi), \quad \Psi_R^{(n)}(z) = n_R \xi^{\alpha - \frac{1}{2}} L_n^{(\alpha-1)} \quad (15)$$

Normallaşma sabitləri

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

və yekun profil funksiyaları

$$f_L(p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n m_n \Psi_L^{(n)}(z)}{p^2 - m_n^2}, \quad f_R(p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n p \Psi_R^{(n)}(z)}{p^2 - m_n^2} \quad (16)$$

şəklində təyin olunur.

3. Ro-mezon - delta barion üçün qarşılıqlı təsir Lagranjiani

İç fəzada delta barionların vektor sahə ilə qarşılıqlı təsiri I təsirlə ifadə olunur:

$$I = \int d^5x \ e^{-\Phi(z)} \sqrt{g} \mathcal{L}_{q/t} \quad (17)$$

Qarşılıqlı təsir Lagranjiani iki həddən ibarətdir.

$$\mathcal{L}_{q/t} = \mathcal{L}_{\rho\Delta\Delta} + \mathcal{L}_{F\Delta\Delta}$$

İlk olaraq Lagranjian vektor sahənin barion cərəyanı ilə qarşılıqlı təsiri həddindən ibarətdir.

$$\mathcal{L}_{\rho\Delta\Delta} = \bar{\Psi}_1^\nu \Gamma^\mu V_\mu \Psi_{1\nu} + \bar{\Psi}_2^\nu \Gamma^\mu V_\mu \Psi_{2\nu}, \quad (18)$$

(18) Lagranjiani bu qarşılıqlı təsir üçün aşağıdakı inteqral ifadəni verir:

$$g_{\rho\Delta\Delta}^{(0)nm} = \int_0^\infty \frac{dz}{z^2} e^{-\Phi(z)} g_0(z) \left(F_{1L}^{(n)*}(z) F_{1L}^{(m)}(z) + F_{2L}^{(n)*}(z) F_{2L}^{(m)}(z) \right) \quad (19)$$

Burada $g_0(z) = \psi_1(z)$ və nm indeksləri barionların həyəcanlaşma halını göstərir.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F\Delta\Delta} = & ik_3 [\bar{\Psi}_1^M \Gamma^{NP} (F_L)_{NP} \Psi_{1M} - \bar{\Psi}_2^M \Gamma^{NP} (F_R)_{NP} \Psi_{2M}] + \\ & + \frac{i}{2} k_4 [\bar{\Psi}_1^M X^3 \Gamma^{NP} (F_R)_{NP} \Psi_{2M} + \bar{\Psi}_2^M (X^+)^\dagger \Gamma^{NP} (F_L)_{NP} \Psi_{1M} - h.c.]. \end{aligned} \quad (20)$$

Naməlum k_3 və k_4 sabitləri sərt divar modeli üçün barionların əsas halı üçün $g_{\rho\Delta\Delta}$ qarşılıqlı təsir sabitinin qiymətindən təyin olunur.

(20) Lagranjiani bu qarşılıqlı təsir üçün aşağıdakı inteqral ifadəni verir:

$$\begin{aligned} g_{\rho\Delta\Delta}^{(1)nm} = & -2 \int_0^\infty \frac{dz}{z} e^{-k^2 z^2} g'_0 \left[k_3 \left(F_{1L}^{(n)*} F_{1L}^{(m)} - F_{2L}^{(n)*} F_{2L}^{(m)} \right) \right. \\ & \left. + k_4 (v(z))^3 \left(F_{1L}^{(n)*} F_{2L}^{(m)} + F_{2L}^{(n)*} F_{1L}^{(m)} \right) \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

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)

THE HIGGS FIELD AND ELECTRIC CHARGE

S.S. Rzaeva

*Institute of Physics of Azerbaijan National Academy of Sciences,
Sumqayit State University*

In the framework of Standard Model for the arbitrary values of Higgs and fermions fields hypercharges, taking into account parity invariance of electromagnetic interaction, expressions for the fermions charges, testifying the electric charge quantization are obtained.

Standard Model (SM) of strong and electroweak interaction well describing existing experimental data involves several unanswered questions. Within SM have not been solved such problems as existence of three families [1, 2], mass hierarchy problem [1, 2], electric charge quantization etc. Solution of mentioned theoretical problems can be achieved either by introduction of additional particles or by enlargement of symmetry group. For instance, the SU(5) grand unification model [3] can unify the interactions and predicts the electric charge quantization, while the models based on E6 group can also unify the interactions and might explain the masses of the neutrinos.

In the context of Standard Model (SM) and its extensions electric charge quantization has been considered by a number of authors [4–9]. Note that in all these works electric charge quantization is obtained by using relations coming from anomaly cancellation with fixed value of hypercharge of the Higgs doublet.

The possibility of obtaining the electric charge quantization for an arbitrary value of hypercharge of the Higgs field, using the relations coming from the anomaly cancellation condition is considered in [13, 14]. Proportionality of hypercharges of fermion fields to the hypercharge of the Higgs field obtained from anomaly cancellation condition is interpreted as independence of electric charge quantization from the hypercharge of Higgs field.

In this work we will consider rather simple possibility of obtaining the electric charge quantization in SM without using relations following from anomaly cancellation condition and without fixing hypercharges of any fields.

Let us consider SM for the first generation of fermions without mixing. We will not use the known charge formula. To complete the analysis we will assume that neutrino has got the right-handed component.

Interaction lagrangian of fermions and Higgs fields with gauge bosons in SM looks like

$$L = i\bar{\psi}_{fL} \hat{D}\psi_L + i\bar{\psi}_{fR} \hat{D}\psi_R + (D_\mu\varphi)^*(D_\mu\varphi), \quad (1)$$

where ψ_{fL} and ψ_{fR} left and right-handed fermion fields respectively, and

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \vec{T} \times \vec{A}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu. \quad (2)$$

It is customary to use the following notations for parameters Y (further hypercharge as in SM).

$$\begin{aligned} Y(\varphi) = y_\varphi, \quad Y(\psi_L) = y_L, \quad Y(\psi_{eR}) = y_{eR}, \quad Y(\psi_{\nu R}) = y_{\nu R}, \\ Y(\psi_{QL}) = y_{QL}, \quad Y(\psi_{uR}) = y_{uR}, \quad Y(\psi_{dR}) = y_{dR}. \end{aligned} \quad (3)$$

Let us consider the third term in (1) and suppose that the hypercharges (3) are real.

Transformation of fields A_μ^3 and B_μ to the physical ones A_μ and Z_μ looks like

$$\begin{aligned} A_\mu^3 &= A_\mu \sin \theta_\varphi + Z_\mu \cos \theta_\varphi, \\ B_\mu &= A_\mu \cos \theta_\varphi - Z_\mu \sin \theta_\varphi. \end{aligned} \quad (4)$$

Taking into account (3) we have

$$\sin \theta_\varphi = y_\varphi g' / \bar{g}_\varphi, \quad \cos \theta_\varphi = g / \bar{g}_\varphi, \quad \bar{g}_\varphi = \sqrt{g^2 + y_\varphi^2 g'^2}. \quad (5)$$

For the interaction of leptons with the electromagnetic field we obtain from (1), (3) and (5)

$$L_{l\gamma} = \bar{\nu} \gamma_\mu (Q_\nu + Q'_\nu \gamma_5) \nu A_\mu + \bar{e} \gamma_\mu (Q_{0e} + Q'_{0e} \gamma_5) e A_\mu. \quad (6)$$

where

$$\begin{aligned} Q_\nu &= \frac{g}{4} \left(1 + \frac{y_L + y_{\nu R}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi, & Q'_\nu &= \frac{g}{4} \left(1 + \frac{y_L - y_{\nu R}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi, \\ Q_{0e} &= -\frac{g}{4} \left(1 - \frac{y_L + y_{eR}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi, & Q'_{0e} &= -\frac{g}{4} \left(1 - \frac{y_L - y_{eR}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi. \end{aligned} \quad (7)$$

From the expression (6) one can see that the interaction of neutrino with a photon differs from zero and there are terms proportional γ_5 in neutrino – photon and electron – photon interactions.

The parity invariance of the electromagnetic interactions (i.e. the requirements $Q'_\nu = 0$, and $Q'_{0e} = 0$ in (7)), leads to

$$y_L = y_{eR} + y_\varphi, \quad y_L = y_{\nu R} - y_\varphi. \quad (8)$$

It is necessary note that expression (10) testifies the hypercharge conservation in leptons mass lagrangian

$$L'_{mass} = f_e \bar{\Psi}_L \Psi_{eR} \varphi + f_\nu \bar{\Psi}_L \Psi_{\nu R} \varphi^c + h.c., \quad (9)$$

where $\varphi^c = i\tau_2 \varphi^*$.

Similar expression to (8) at $y_\varphi = 1$ and $y_{\nu R} = 0$ is obtained in [3]. The relations (9) also follow from the equality of charges of the left-handed and right-handed lepton fields. Hence, the third condition (the masses of fermions are generated by the Higgs mechanism in the usual way) imposing for the electric charge quantization considered in [3], are equivalent to the condition of parity invariance of electromagnetic interaction or to the condition $Q_{eL} = Q_{eR}$.

Note, that in the SM with massless neutrino, the requirement parity invariance of electromagnetic interaction and the condition of electric neutrality of the neutrino are equivalent (see also [5]).

Taking into account (8) in (7), i.e. excluding the hypercharges of the right-handed lepton fields we have

$$Q_\nu = \frac{Q_e}{2} \left(1 + \frac{y_L}{y_\varphi} \right), \quad Q_{0e} = -\frac{Q_e}{2} \left(1 - \frac{y_L}{y_\varphi} \right), \quad (10)$$

where $Q_e = g \sin \theta_\varphi = y_\varphi g g' / \bar{g}_\varphi$.

For the interaction of quarks with electromagnetic field we have

$$L_{q\gamma} = \bar{u} \gamma_\mu (Q_{1u} + Q'_{1u} \gamma_5) u A_\mu + \bar{d} \gamma_\mu (Q_{2d} + Q'_{2d} \gamma_5) d A_\mu. \quad (11)$$

where

$$\begin{aligned} Q_{1u} &= \frac{g}{4} \left(1 + \frac{y_{QL} + y_{uR}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi, & Q'_{1u} &= \frac{g}{4} \left(1 + \frac{y_{QL} - y_{uR}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi, \\ Q_{2d} &= -\frac{g}{4} \left(1 - \frac{y_{QL} + y_{dR}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi, & Q'_{2d} &= -\frac{g}{4} \left(1 - \frac{y_{QL} - y_{dR}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi. \end{aligned} \quad (12)$$

Similarly to the case of the interaction of leptons with the electromagnetic field, using condition of parity invariance of electromagnetic interaction.

$$y_{QL} = y_{dR} + y_\varphi, \quad y_{QL} = y_{uR} - y_\varphi. \quad (13)$$

The expressions (13) testifies the hypercharge conservation in quarks mass lagrangian

$$L_{mass}^q = f_d \bar{\Psi}_{QL} \Psi_{dR} \varphi + f_u \bar{\Psi}_{QL} \Psi_{uR} \varphi^c + h.c. \quad (14)$$

Taking into account (14) in (12), i.e. excluding the hypercharges of the right-handed quark fields we have

$$Q_u = \frac{Q_e}{2} \left(1 + \frac{y_{QL}}{y_\varphi} \right), \quad Q_d = -\frac{Q_e}{2} \left(1 - \frac{y_{QL}}{y_\varphi} \right). \quad (15)$$

The expressions obtained in (10) and (15) that depend on the Higgs field hypercharge, can be considered as the evidence of electric charge quantization of leptons and quarks. However the expressions (15) do not define the numerical values of leptons and quarks charges (in units of electron charge).

Let us consider the first term in (1). Note that relations between fields A_μ^3 and B_μ and the physical ones in (6) can be obtained also from $i\bar{\psi}_L \hat{D}\psi_L$ and $i\bar{\psi}_{QL} \hat{D}\psi_{QL}$. In this case asymmetric introduction of leptons and quarks fields in Standard Model is needed. This asymmetry is connected with the color quantum number of quark fields. It follows from $i\bar{\psi}_L \hat{D}\psi_L$ that the mixing angle of neutral fields is given by

$$\sin \theta_L = -\frac{y_L g'}{\sqrt{g^2 + y_L^2 g'^2}}. \quad (16)$$

Let us consider the $i\bar{\psi}_{QL} \hat{D}\psi_{QL}$ term. Note that since the quarks have the color and the weak currents of quarks are color blind, the expression $i\bar{\psi}_{QL} \hat{D}\psi_{QL}$ represents actually the sum over the colors of quark fields, i.e. $i\bar{\psi}_{QL} \hat{D}\psi_{QL} = i \sum_c \bar{\psi}_{QL}^c \hat{D}^c \psi_{QL}^c$. It is easy to see, that in this case the hypercharge Y entering into the expression of covariant derivation (4) is equal to $Y = \sum_c y_{QL}^c = 3y_{QL}$. Hence, for the mixing angle of neutral fields we have

$$\sin \theta_{QL} = \frac{3y_{QL} g'}{\sqrt{g^2 + 9y_{QL}^2 g'^2}}. \quad (17)$$

The requirement of equality of angles (5), (16) and (17) leads to the relations

$$y_L = -y_\varphi, \quad 3y_{QL} = y_\varphi. \quad (18)$$

Taking into account (18) for charges of leptons and quarks, it follows from (12) and (15), that

$$Q_\nu = 0, \quad Q_{0e} = -Q_e, \quad Q_u = \frac{2}{3}Q_e, \quad Q_d = -\frac{1}{3}Q_e. \quad (19)$$

Thus we can conclude that the relations (18) leading to the electric charge quantization of leptons and quarks, testify the influence of the Higgs field on electric charge quantization.

Note that for the hypercharge of right-handed neutrino we have $y_{\nu R} = 0$ and, hence, the anomaly cancellation conditions do not contain the additional parameter and all anomaly cancellation conditions are satisfied [3–9, 13, 14].

Similar to (19) expressions can be obtained for other families of leptons and quarks. These results define quantization and numerical values of lepton and quark electric charge. Thus for the electric charge quantization in SM there is no necessity in using relations following from anomaly cancellation conditions and fix hypercharges of any fields. The SM

leads to fixing of the hypercharges of the fermion fields and consequently provides the absence of anomaly.

In this case, between the charges of fermion fields there is the following relation (see eqs. (10) and (15))

$$\frac{Q_f}{Q_e} = T_{3L}^f + \frac{Y_{fL}}{2y_\varphi}, \quad (20)$$

where T_{3L}^f is the third component of isospin, and, Y_{fL} is the hypercharge of left-handed fields.

In the Standard Model and various extended models of electroweak interaction, photon eigenstate does not contain vacuum averages of Higgs fields, but depends on the hypercharges of Higgs fields. This leads to the dependence of the charges of particles from the hypercharges of the Higgs fields (see eqs. (4) and (5)). Dependence of the particles charges from the hypercharge of the Higgs fields leads to the conclusion that the Higgs fields influence the "formation" of the charges of the particles (expressions (10) and (15)). The fact of fixing the hypercharges of the fermion fields by the hypercharge of the Higgs field (i.e. the relations $y_L = -3y_{QL} = -y_\varphi$, leading to the electric charge quantization in SM) and dependence of the charges of the particles from the hypercharge of the Higgs field can be interpreted as an influence of the Higgs field on electric charge quantization. Thus, it seems that the Higgs fields are responsible not only for occurrence of particles mass, but also for the "formation" of their charges, and consequently for electric charge quantization. Here we would like to make following remark. If in theory there is no Higgs field, then the third term in lagrangian (1) is absent, but the charges of the particles are exist. Such a theory has been considered in [15]. These type theories are non-renormalized, and the masses of the particles are introduced by "hand", in which there is no explanation of electric charge quantization. The SM, perfectly describing all existing experimental results, is renormalized theory and as it is shown in the present analysis, explains the electric charge quantization. Besides, it possibly can throw light upon the nature of the particles electric charge.

REFERENCES

1. P. Laugacker, Phys. Rev., 72, p.185, 1981.
2. P. Fayet, hep-ph/9812300, 1998; S.Harfin. hep-ph/9709356. H. Green, J. Schwars and E. Witten. Superstring theory. Cambridge University Press, 1987.
3. H. Georgi and S.L. Glashow. Phys.Rep.Lett.,32, p.438, 1974. H. Georgi, H. R. Quinn and S.Weinberg. Phys. Rev., Lett. 33, p.451, 1974.
4. K. S. Babu, R. N. Mohapatra. Phys. Rev. Lett., 63, p. 938, 1989.
5. K. S. Babu, R. N. Mohapatra. Phys. Rev., D42, p. 3866, 1990.
6. R. Foot, H. Lew, G. Joshi, R. R. Volkas. Mod. Phys. Lett.,A5, p. 95, 1990.
7. C. Geng. Phys. Rev., D41, p. 1292, 1990.
8. S. Rudaz. Phys. Rev., D41, p. 2619, 1990.
9. E. Golwich, P. B. Pal. Phys. Rev., D41, p. 3537, 1990.
10. S. L. Adler. Phys. Rev., 177, p.2426, 1968; J. S. Bell, R. Jackiw. Nuovo Cimento 60A, p.69,1969.
11. C. Bouchiat, J. Iliopoulos, Ph. Meyer. Phys. Lett., B 38, p.519, 1972.
12. R. Delbourgo, A. Salam. Phys. Lett., B40, p. 381, 1972.
13. A. Abbas. J. Phys.,G: Nucl. Part. Phys., 16, p. L163, 1990.
14. A. Abbas. Phys. Lett., B238, p.344, 1990.
15. S. L. Glashow. Nucl. Phys., 10, p.107, 1959; Nucl. Phys., 22, p.579, 1961.
16. Particle Data Group. "Review of Particle Physics", Phys.Lett., B667, issues 1- 5,p.1, 2008.

AZƏRBAYCAN ƏRAZİLƏRİNDƏ BENTONİTLƏRİN RADIOAKTİVLİYİNİN TƏDQIQI

C.Ə. Nağıyev¹, Q.Q. Məmmədov², V.H. Bədəlov²

¹AMEA Radiasiya Problemləri İnstitutu,

²Bakı Dövlət Universiteti

İşdə ətraf mühitdə və müxtəlif istehsalat sahələrində əhalinin sağlamlığına təsir göstərən ionlaşdırıcı şüalanmaların doza gücü və radionüklidlərin aktivliyi öyrənilmişdir. Bu məqsədlə respublikamızda təbii ehtiyatları olan bentonit yataqlarında şüalanmanın doza gücü öyrənilmiş və neftin emalı prosesində, dərman istehsalı və tikinti işlərində geniş istifadə olunan bentonit gilindən nümunələr götürülmüş, müasir metod və cihazlardan istifadə edərək, radionüklid tərkibi tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, bu yataqların üzərində ekspozisiya dozasının gücü 5,2–32,5 µR/saat intervalında dəyişir, bütünlükdə yataqların bentonit gili nümunələrinin tərkibində yalnız təbii radionüklidlər (⁴⁰K, ²¹⁰Pb, ²²⁶Ra, ²²⁸Ra, ²³²Th, ²³⁵U, ²³⁸U) rast gəlinmişdir. Göstərilmişdir ki, müxtəlif bentonit yataqlarında radionüklidlərin aktivliyi mineralın yerləşmə dərinliyindən asılı olmayıb süxurun kimyəvi tərkibindən asılıdır. Respublikamızda ehtiyatları olan bentonit gillərindən müxtəlif tullantı sularından radioaktiv elementlərin (radium və uran) ayrılmasında sorbent kimi istifadə olunması imkanları araşdırılmışdır.

Bentonit (Bentonit ABŞ-da Benton yatağının adı ilə bağlı mineraldır) -nəmləndirmədə 14-16 dəfə şişmə xassəsinə malik olan təbii mineral gildir. Bentonitin rəngi açıq sarı, sıxlığı $760 \div 879 \text{ q/sm}^3$ -a və quruluş düsturu $\text{Al}_2[\text{Si}_4\text{O}_{10}](\text{OH})_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$ olan mineraldır [1]. Məhdud sahədə suyun iştirakı ilə sərbəst şişmə nəticəsində sıx gel əmələ gəlir ki, bu da sonradan nəmin nüfuz etməsinin qarşısını alır. Bu xüsusiyyət, eləcə də qeyri-toksikliyi və kimyəvi davamlılığı onu istehsalat, tikinti və bir çox digər sahələrdə tətbiqinə imkan yaranır.

Bentonitin iki növü vardır: 1) aşağı şişmə dərəcəli kalsium tərkibli; 2) yüksək şişmə dərəcəli natrium tərkibli (Şişmə sürəti ən az 7 ml/q və ya ən çox 12 ml/q -dır). Bəzi təbii bentonitlərdə bu parametrlər fərqli qiymətlər ala bilər ki, bu halda bentonitin həmin yerdə aktivləşdiyi güman edilir. Bentonit gilinin əsas mineral tərkibinin 60-70 % -ni montmorillonit (nanogil) təşkil edir. Gil suyu udarkən az və ya çox dərəcədə plastik xüsusiyyət alır, quruduqda tədricən, qızdırıldıqda isə tamamilə həmin suyu itirir. Məhz buna görə də nəmli plastik gil kütləsi quruduqdan sonra da öz ilkin vəziyyətini saxlayır, yandırıldıqdan sonra isə polimerləşmə nəticəsində tikilmə baş verir və bərk daşlaşmış hala keçir [2].

Bentonitin yemə və torpağa gübrə ilə birlikdə əlavə olunması heyvandarlıq və kənd təsərrüfatının məhsuldarlığını artırır. Həmçinin tikinti obyektlərində nəmlik və istilik proseslərinin ətrafdan təcrid olunmasında da tərkibində bentonit gili olan minerallar tətbiq olunmaqdadır. Başqa sözlə, bentonit gillər müasir tikinti sahəsinin əsasını təşkil edir. Bentonitin əsas komponenti neft və qaz, qida, kosmetika, əczaçılıq və tikinti sənayesində istifadə olunan montmorillonitdir. Bütünlüklə, bentonit gil tozunun 200–dən çox tətbiq sahəsi vardır.

Azərbaycan Respublikasının ərazisində bentonit gilləri geniş yayılmışdır. Dövlət balansında ehtiyatları qeydə alınmış 2 bentonit gili yatağı vardır. Bunlar Daş Salahlı və Xanlar yataqlarıdır. Daş Salahlı bentonit gil yatağı Ağstafaçayın sol sahilində, Qazax çökəkliyinin cənub qərb qanadında, Qızılqaya dağının cənub-şərq kənarında yerləşir. Yataq daxilində bentonit gili əsasən Üst Santonun turş tərkibli vulkanitlərinin yayıldığı sahələrdə toplanmışdır. Bu yataqdan başqa Qazax çökəkliyində bir sıra bentonit gili sahələri vardır. Onlardan Alpout, Acidərə, Kəkil, Üçgöl, Əlibayramlı, Danaqırançay, Coğazçay və s. sahələri göstərmək olar. Son illərdə aparılmış geoloji-kəşfiyyat işləri nəticəsində Şamaxı-Qobustan zonasında da bentonit gillərinin böyük ehtiyatları aşkar edilmiş və Bəylər yatağının sənaye əhəmiyyətli ehtiyatları hesablanmışdır. Bentonit yataqlarından Daş Salahlı yatağı istismar olunur [2-3].

Əhalinin sağlamlığına ciddi təsir göstərən amillər sırasında havanın, suyun, torpağın və istifadə etdiyi ərzağın, suyun keyfiyyətləri xüsusi yer tutur. Bu baxımdan Yer kürəsinin hər bir

regionu üçün torpaq və litosfera qatının radioekologiyasının tədqiq olunması əsas problemlərdən biri hesab olunur. Ətraf mühətdə normadan yüksək radiasiya fonu nəticədə ekosferada canlı orqanizmlərdə genetik dəyişikliklər və onkoloji xəstəliklərin yaranması üçün şərait yaradır. Belə ki, yüksək radiasiya fonu canlı orqanizmlərdə gedən normal molekulyar bio-kimyəvi prosesləri pozur və genlərin bölünməsi zamanı rəbitə qırılmaları baş verir.

Neft-qaz hasilatı zamanı yer səthinə uran, torium və radiumun radioaktiv izotoplarının akkumuliasiyası ilə yanaşı, havada radon qazının konsentrasiyasını da artırır. Radon qazı havadan 7,5 dəfə ağırdır və buna görə də bu qaz atmosferin aşağı qatlarında, mənzillərin birinci mərtəbəsində və zirzəmilərdə toplanır [4]. Tədqiqatlar göstərir ki, respublikamızın neft və qaz istehsalı idarələri ərazilərində doza gücü $2000 \mu R/saat$ -a çatan lokal çirklənmiş sahələr vardır [5,6]. Neftin çıxarılması proseslərində neftlə birlikdə çıxan lay sularının tərkibində təbii radionuklidlərin akkumuliasiyası nəticəsində yüksək ionlaşdırıcı radiasiya fonu yaranır [6].

Neft çıxarma sənayesində istifadə olunan qazma məhlulunun hazırlanmasında bentonit gil tozu geniş istifadə olunur. Cəmi 5% əlavə edilməsi ilə özünün nəm və quru halda formasını, yüksək yapışqanlıq xassəsini saxlaması sayəsində bu gil geniş tətbiq sahələri tapmışdır.

Yuxarıda deyilənləri nəzərə alsaq bentonitlərin praktiki və nəzəri baxımdan öyrənilməsinin əhəmiyyəti aydın olur. Onu da qeyd edək ki, qabaqcıl ölkələrdə tikinti sənayesində (o cümlədən mənzillərin tikintişində) istifadə olunan hər bir materialın keyfiyyəti radioekoloji baxımdan qabaqcıdan yoxlanılır.

İşdə Qobustan və Qazax rayonu ərazilərində yerləşən Bəylər, Qızıl Dərə və Daşsalahlı yataqlarından götürülmüş müxtəlif bentonit nümunələrinin kimyəvi tərkibi rentgen-spektral analizi D2 Phaser/D8Advance «Bruker», radionuklid tərkibi isə HPGe detektorlu qamma spektrometri «Canberra» avadanlıqları vasitəsi ilə analiz edilmişdir. Daşsalahlı yatağından götürülmüş bentonit gilin kimyəvi tərkibi cədvəl 1-də verilmişdir.

Cədvəl .

| Birləşmə | Na ₂ O | MgO | Al ₂ O ₃ | SiO ₂ | P ₂ O ₅ | Cl | K ₂ O | CaO | TiO ₂ | MnO | SO ₂ | FeO | Fe ₂ O ₃ | ND |
|----------|-------------------|------|--------------------------------|------------------|-------------------------------|------|------------------|------|------------------|------|-----------------|------|--------------------------------|-------|
| Payı, % | 3,41 | 1,25 | 15,58 | 59,65 | 0,35 | 0,22 | 0,84 | 3,11 | 0,94 | 0,07 | 0,25 | 0,54 | 3,35 | 10,44 |

Qeyd edək ki, bentonitlərin əsas kütlələrini təşkil edən montmorillonitin miqdarı hansı dərinlikdə yerləşməsindən asılı olaraq kəskin dəyişir. Həmçinin, Daşsalahlı ərazisindən götürülmüş tərkibində müxtəlif miqdarda montmorillonit olan nümunələrdə montmorillonitin konsentrasiyasının bentonit minerallarının radioaktivliyinə təsiri öyrənilmişdir. Ekspozisiya dozasının gücünün müxtəlif olduğu yerlərdə qamma şüalanmasının xarakterini müəyyənləşdirmək üçün mobil qamma spektrometrlə (*InSpector 1000*) spektrlər çəkilmişdir. Ərazidə çəkilmiş bütün qamma spektrlərdə yalnız təbii radioaktiv elementlərin (⁴⁰K, ²²⁶Ra, ²²⁸Ra, ²³⁵U, ²³⁸U) və onların parçalanma məhsullarının olması müəyyənləşdirilmişdir.

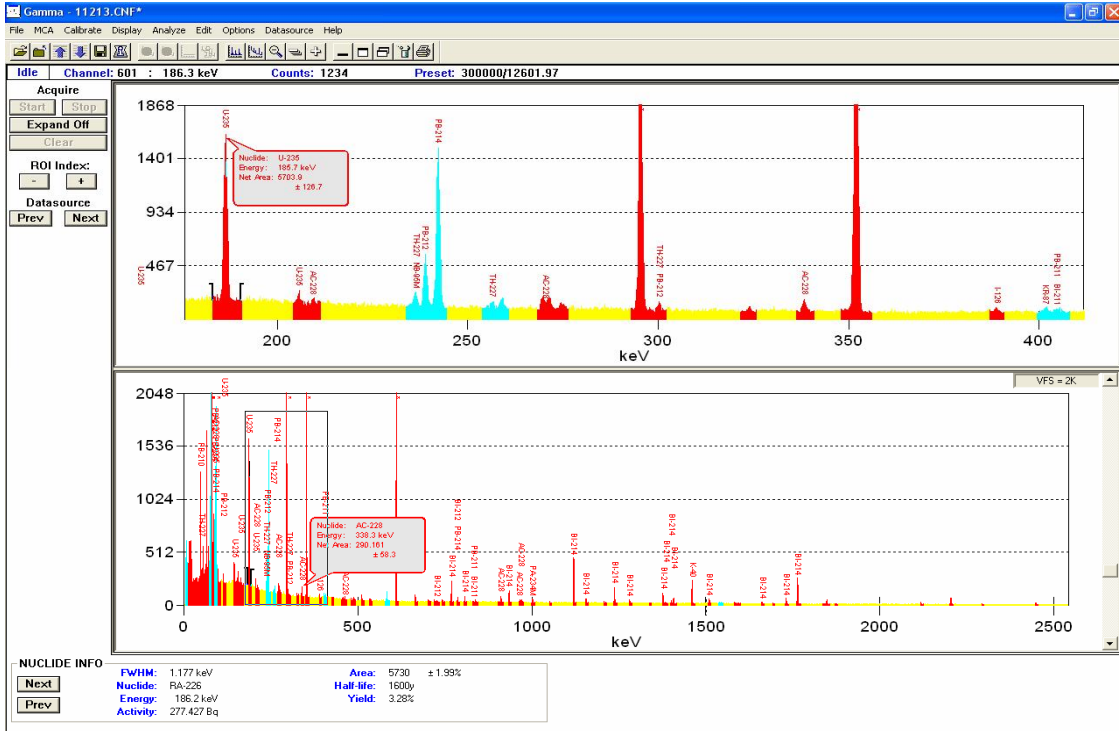
Bentonit nümunələrində uran izotoplarının aktivliyi isə “Alpha Analyst” spektrometri «Canberra» ilə təyin edilmişdir. Qobustan və Qazax rayonu ərazilərində yerləşən Bəylər, Qızıl Dərə və Daşsalahlı bentonit nümunələrinin radionuklid analizinin nəticələri cədvəl 2-də verilmişdir.

Cədvəl 2.

| Radionuklidlər | Numunə 1 | Numunə 2 | Numunə 3 | Numunə 4 | Numunə 5 |
|------------------------|---|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| | Numunələrdə radionuklidlərin aktivliyi, Bk/kg | | | | |
| Pb-210 | 17.1 ± 6.5 | 37.6 ± 6.6 | 74.6 ± 9.1 | 41.8 ± 10.9 | 64.6 ± 9.5 |
| Cs-137 | MDA=1.25 | MDA=1.32 | MDA = 2.2 | MDA = 2.8 | MDA = 3.9 |
| Th-232 | 42.1 ± 6.5 | 60 ± 11 | 77 ± 12 | 58 ± 7 | 69 ± 12 |
| U-235 | 1.2 ± 0.3 | 1.6 ± 0.3 | 2.1 ± 0.5 | 1.9 ± 0.4 | 1.6 ± 0.5 |
| U-238 | 29.4 ± 4.5 | 42 ± 6 | 50.3 ± 10.6 | 41.4 ± 9.6 | 34.5 ± 6.5 |
| Ra-226 | 20.3 ± 1.5 | 33.6 ± 2.1 | 57.9 ± 1.4 | 33.7 ± 1.8 | 44.5 ± 2.2 |
| Ra-228 | 37.0 ± 1.8 | 41.5 ± 2.8 | 50.4 ± 1.9 | 47.5 ± 2.8 | 54.9 ± 3.8 |
| K-40 | 155 ± 14 | 325 ± 21 | 139 ± 15 | 198 ± 19 | 186 ± 21 |
| <i>A_{eff}</i> | 88.6 ± 11.2 | 139.8 ± 18.3 | 170.6 ± 18.4 | 126.5 ± 12.6 | 150.7 ± 19.7 |

Yataqlarda qazılan quyuların dərinliyindən və gil layının tərkibindən asılı olaraq ^{238}U izotopunun xüsusi aktivliyi $24,1 \div 74,3 \text{ Bk/kq}$, ^{235}U izotopunun xüsusi aktivliyi $1,0 \div 5,2 \text{ Bk/kq}$, ^{226}Ra izotopunun xüsusi aktivliyi $15 \div 88 \text{ Bk/kq}$, ^{228}Ra izotopunun xüsusi aktivliyi $20,0 \div 64,6 \text{ Bk/kq}$ intervalında dəyişdiyi müəyyən edilmişdir. Belə ki, bentonit gillərinin radioaktivliyi mineralın yerləşmə dərinliyindən asili olmayıb, montmorillontın miqdarından və gilin kimyəvi tərkibindən asılıdır.

Tədqiqat işində müəyyən olunmuşdur ki, respublikamızda ehtiyatları olan bentonit gillərində heç bir süni radionuklid aşkar olunmur, yalnız təbii radionuklidlər (^{40}K , ^{210}Pb , ^{226}Ra , ^{228}Ra , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U) rast gəlinir və belə bentonit gilin nümunələri tikinti materialı kimi radiasiya təhlükəsizliyi baxımından yararlıdır.



Şəkil 1. Daşsalahlı bentonit gilin HPGe detektorlu qamma spektrometri «Canberra»-da çəkilmiş qamma spektri

Qobustan və Qazax rayonu ərazilərində yerləşən Bəylər, Qızıl Dərə və Daşsalahlı bentonit nümunələrindən istifadə edərək neftlə birlikdə çıxan lay suyundan təbii radioaktiv izotopların (^{226}Ra , ^{228}Ra , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U) ayrılması tədqiq edilmişdir [7, 8]. Radium izotoplarını selektiv sorbsiyası üçün Daşsalahlı bentonit gili MnO_2 mitsellaları ilə piqmentləşdirilmiş və radiumun sorbsiya prosesinin optimal şəraiti öyrənilmişdir. Sonda sorbent kimi istifadə olunması imkanları araşdırılmışdır. Daşsalahlı və Bəylər bentonit gili müxtəlif yolla aktivləşdirilmiş, sonra məhluldan uranın sorbsiyasının pH-dan, uranın ilkin qatılığından, gilin məhlulda qatılığından, kontakt müddətindən, məhlulun tempetarurundan asılılığı və eləcə də, gildən uranın və radiumun desorbsiyası öyrənilmişdir.

ƏDƏBİYYAT

1. Karnland, O., Olsson, S. and Nilsson, U. 2006. Mineralogy and sealing properties of various bentonites and smectite-rich clay materials. SKB Technical Report TR-06-30. Stockholm, Sweden.
2. Kiçik Qafqazın faydalı qazıntı yataqları / E. İ. Səfərov ; red. P. İ. Səfərov. - Bakı : Apostrof, 2012. - 120 s.
3. <http://en.wikipedia.org/wiki/Bentonite>

4. Г.Х.Эфендиев, Р.А.Алекперов, А.Н.Нуриев //Вопросы геохимии радиоактивных элементов нефтяных месторождений. Баки. 1984, 150 ş.
5. V.I.Huseynov, R.I.Guliyev, E.G.Guliyev, J.A.Naghiyev, Y.D.Jafarov "Pollution of oil fields by norm and related doses" The fourth Eurasian Conference on Nuclear Science and Its Application Baku, Azerbaijan 2006, p-308-313.
6. Determination of the radionuclide contamination on the Absheron peninsula in Azerbaijan Tjalle T.Vandergraaf, Gudrat G. Mamedov, Jalal A. Naghiyev, Afat A. Mehdiyeva, Nazim A. Huseynov The 14th International Conference on Environmental Remediation and Radioactive Waste Management (ICEM) September 25-29, 2011 Reims, France.
7. Nutting P.G. The action of some aqueous solutions on clays of the montmorillonite group: U.S. Geol. sur. Prof. paper. 197-F, 1943, p.217-233.
8. Lagaly G., 1995. Surface and interlayer reactions: bentonites as adsorbents. pp. 137–144, in Churchman, G.J., Fitzpatrick, R.W., Eggleton R.A. Clays Controlling the Environment. Proceedings of the 10th International Clay Conference, Adelaide, Australia. CSIRO Publishing, Melbourne, [ISBN 0-643-05536-3](#).

MOSS BIOMONITORING IN RUSSIA: PAST, PRESENT AND FUTURE

Frontasyeva Marina

*Department of Neutron Activation Analysis and Applied Research,
Frank Laboratory of Neutron Physics,*

*Joint Institute for Nuclear Research, str. Joliot Curie 6, 141980 Dubna,
Moscow Region, Russian Federation, E-mail: marina@nf.jinr.ru*

The use of mosses as biomonitors of atmospheric deposition of heavy metals and radionuclides in Russia started more than 30 years ago in connection with the development and problems of the nuclear and military-industrial complexes in Siberia and the Urals. In the 1990s, within the framework of UNECE ICP Vegetation programme, systematic studies using moss were carried on in north-western Russia (Karelia, Kola Peninsula, Kaliningrad, Pskov and Leningrad regions), and the results were presented in the European Atlas *Atmospheric Heavy Metal Deposition in Europe—Estimations Based on Moss Analysis*. In 1998–2002, JINR participated in the IAEA-coordinated research project "Biomonitoring of air pollution in the Chelyabinsk region (South Ural Mountains, Russia) through trace elements" in one of the most contaminated areas of the world experiencing strong ecological stress from heavy metals and radionuclides.

JINR took part in the 2000/2001 European moss survey reporting data on some areas of Central Russia (Tula, Yaroslavl and Tver regions) and in the 2005/2006 moss survey in the north-east of the Moscow region and the Republic of Udmurtia. The 2010/2011 moss survey extended study areas in Russia as PhD students, teachers and pupils of secondary schools in Tikhvin (Leningradskaya Region), Smolensk, Ivanovo, Kostroma, Yekaterinburg regions, and one district of Moscow near thermal power station were involved in terrestrial moss sampling. Participation in the moss survey 2015-2016 will cover more regions in the Central and Northern Russian, the Uralas, Western Siberia, and Far East (Sakhalin and Kamchatka).

The active moss biomonitoring (moss bags technique) was used to study air pollution in street canyons of the intensely growing megalopolis of Moscow and Belgrade (Serbia).

A combination of instrumental ENAA at the IBR-2 reactor at JINR, Dubna, and AAS at counterpart laboratories provides data on concentrations of about 40 chemical elements (**Al**, **As**, **Au**, **Ba**, **Br**, **Ca**, **Cd**, **Ce**, **Cl**, **Co**, **Cr**, **Cs**, **Cu**, **Dy**, **Eu**, **Fe**, **Hf**, **Hg**, **I**, **In**, **La**, **Lu**, **Mg**, **Mn**, **Na**, **Nd**, **Ni**, **Pb**, **Rb**, **Sb**, **S**, **Sc**, **Se**, **Sm**, **Ta**, **Tb**, **Ti**, **Th**, **V**, **W**, **Yb**, **Zn**), which substantially exceeds the requested by the European Atlas number of elements (given in bold). Distribution of the determined elements over the sampled areas is illustrated by the contour maps produced by the Russian software package GIS-INTEGRO with raster and vector graphics.

The moss technique is supposed to be used for assessing sequences of the Fukushima disaster in the Far East of Russia. It is also planned to use moss as natural planchette for tracing deposition of cosmic dust in peat bog cores in Western Siberia and some mountainous areas of Russia.

СВЯЗЬ РОТАЦИОННОЙ СКОРОСТИ С ТЕМПЕРАТУРОЙ ДЛЯ НОРМАЛЬНЫХ И МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД.

С.Г. Алиев, В.М. Халилов
ШАО им. Н. Туси НАН Азербайджана.

На базе высококачественных ($4\text{Å}/\text{мм}$) спектральных материалов полученные в фокусе Куде 2м телескопе ШАО определены скорости вращения нормальных и магнитных звезд расположенные в интервале температур $7500 - 25000^\circ\text{K}$. При этом учитывались различные механизмы уширения спектральных линий, в том числе и эффекта пекулярности для магнитных звезд.

Вращение каждой звезды является одним из основным фундаментальным характером как масса, радиус, температура и т.д. Природа, в том числе и наша солнечная система небесных тел такова, что вращение является их неотъемлемым свойством.

Земля, на которой мы живем, вращается вокруг своей оси, а также обращается вокруг Солнца. Вместе с Землей и всей Солнечной системой мы совершаем в мировом пространстве еще и третье круговое движение—обращение с периодом 180 миллион наших земных лет. Внутри этого круга находится огромное множество (около 200 миллиард) звезд которые образуют Галактику, которые вращаются со Планета скоростью 220 км/с . Это самое быстрое вращательное движение, в котором мы участвуем. Напомним, что скорость собственного вращения Земли $0,5 \text{ км/с}$ на экваторе, а скорость ее обращения вокруг Солнца около 30 км/с . Как известно, Вселенная—весь мир и более сотни миллиардов галактики обладают быстрым вращением. Возникает очень интересный непрерывный вопрос—откуда взялось вращение небесных объектов и огромное количество неисчерпаемой энергии.

Около 90 лет тому назад известный астроном—академик Г.А.Шайн отметил, что вращение является, как бы, внутренней «температурой» звезды. Изучение скоростей вращения звезд способно пролить свет на некоторые стороны их эволюции. Роль осевого вращения звезд особенно возрастает при рассмотрении процессов эволюции различных групп звезд. Любая гипотеза или идея о происхождении и эволюции звезд должны объяснить наблюдаемые различие средних скоростей вращения для различных температурах (или спектральных классах) и светимостях звезд. Этому вопросу были посвящены значительные числа работ [1, 2]. Однако, все эти работы выполнены разными методами с различной точностью, использованы неоднородные спектральные материалы, что весьма затрудняет их использование.

Впервые Шайн и Струбе [3] убедительно показали, что ширины спектральных линий являются весьма чувствительным критерием для обнаружения и измерения скоростей вращения (точнее, ее проекции на луч зрения— $V_{\text{ек}} \sin i$, где i - угол между направлением на звезду и осью вращения) звезды.

В случаи химически пекулярных магнитных (CPm) звезд спектральные линии, наряду с вращением, дополнительно расширяются из-за эффекта пекулярности—аномалии химического состава и сильного магнитного поля ($B \geq 200-35000 \text{ Гс}$).

К сожалению, к настоящему времени во всех работах при определении $V_{\text{ек}} \sin i$ CPm-звезд не учтан эффект пекулярности.

Цель работы- а) определить скорость осевого вращения нормальных и CPm-звезд с учетом эффекта пекулярности,

б) выявить характера зависимости средних скоростей вращения $V_{ek} \sin i$ от температуры звезд B0-F5 расположенные на Главной Последовательности (ГП).

Для наблюдений и дальнейших исследований отобраны представители всех типов пекулярности CPm- звезд с различными значениями магнитного поля в интервале эффективных температур 7500-25000 (F5-B0). С целью сравнения и определения ошибки измерения в программу наблюдений включены нормальные звезды ГП, соответствующие тем же спектральным классам и температур.

В данной работе были использованы спектрограммы с высокими разрешениями ($\Delta\lambda=0,03\text{Å}^\circ$), которые были получены на 2м телескопе ШАО. Для каждой CPm-звезды получено более 20 спектрограмм, которые полностью охватывают период (P) осевого вращения.

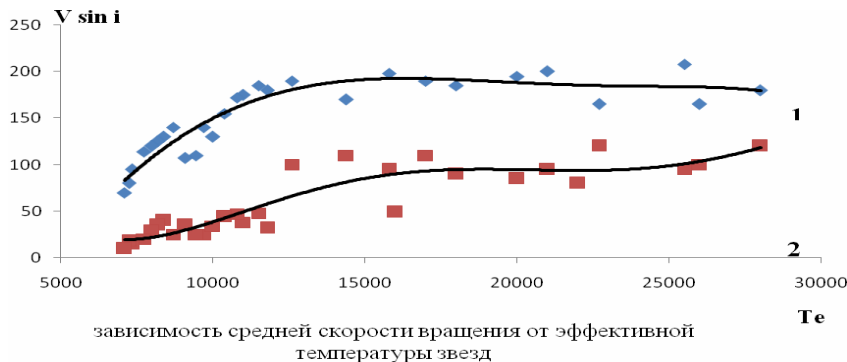
Для определения скорости осевого вращения звезды имеются несколько методов. Наибольшее применение получили способы

а) сравнение теоретических и наблюдаемых контуров и полуширинам ($\Delta\lambda/2$) спектральных линий различных элементов. Выбранные для этой цели линии не должны быть чувствительны к изменению давления и в то же время должны быть достаточно сильны, чтобы профиль, определяемый вращением, еще можно было выделить и измерить. Для горячих звезд ($T_e > 12000$) часто используется линия HeI $\lambda 4471\text{Å}^\circ$, а для относительно холодных ($T_e < 10000$) звезд (B8-F0) почти идеальной является линия MgII $\lambda 4481\text{Å}^\circ$.

Более простой метод определения $V_e \sin i$ звезды состоит в прямом измерении полуширины ($\Delta\lambda/2$) линии на спектрограмме. Этот метод более эффективен в том смысле, что определение $V_e \sin i$ с довольно хорошей точностью занимает очень мало времени. Однако при применении этого метода следует учитывать все механизмы уширения линии [4]. А для магнитных звезд необходимо учитывать еще эффекта пекулярности, вследствие которой дополнительно расширяются линии поглощения, особенно для линии имеющие большие значения фактора Ланде ($Z > 1-3$). Поэтому, при измерении полуширины линий учитывались эффекты пекулярности для исследуемых CPm- звезд, как это было сделано в [5].

В данной работе приводятся результаты определения скорости вращения нормальных и CPm- звезд, по полуширинам линий HeI $\lambda 4471\text{Å}^\circ$, и MgII $\lambda 4481\text{Å}^\circ$ ранних (B0-B6) и поздних (B7-F0) спектральных классов, соответственно. С помощью измеренных значений полуширин $\Delta\lambda/2$ в спектрах исследуемых звезд, скорости осевого вращения были вычислены по следующей формуле

$V_e \sin i = 0,625c/\lambda \cdot \Delta\lambda/2$. Полученные приведены в работе [6]. Для изучаемых нами звезд двумя способами были найдены значения эффективной температуры: а) по сравнению наблюдаемых и теоретических профилей водородных линий, б) по показателям цвета (B-V) [7]. Пользуясь измеренными значениями $V \sin i$ и T_e были построены графики зависимости средних скоростей вращения $V \sin i$ от температуры; 1-нормальных, 2- магнитные звезды (см. рис.).



Из этой зависимости видно, что скорости вращения СРm-звезд необычно малы по сравнению с нормальными звездами той же температуры (или спектрального класса). Несмотря, что имеются многочисленные работы по этой проблеме, но до сих пор неясно, по какой причине и на каком этапе эволюции магнитные звезды теряют большую часть своего углового момента. На основании выше изложенного можно сформировать следующие основные выводы.

1. Средние скорости вращения нормальных и магнитных звезд растут с температурой этих звезд расположенные в интервале спектральных классов F0-B0. Наиболее быстрое вращение демонстрируют более горячие звезды ($T_e \geq 15000-25000$).

2. В среднем скорости вращения магнитных звезд в 2-4 раза ниже $V \sin i$ нормальных звезд таких же температур.

3. Средние зависимости $V \sin i$ от температуры не является монотонными и имеются не глубокие максимумов и минимумов.

ЛИТЕРАТУРА.

1. H.A. Abt. *Astrophys. J.* 2001 vol.122 p.2008
2. И.М. Копылов. *Изв.КрАО* 1995. Т.90.с.14
3. G.A. Shajn, O. Struve. *Mon.Not.Roy. Astron. Soc* 1929.vol.89. p.222.
4. В.В. Соболев. *Курс теоретич. Астрофиз.* 1985. Москва « Наука». С.502
5. С.Г. Алиев. *Матер.меж.конф.по астр.физ. и матем.* 2009. с.9
6. С.Г. Алиев. *FPI VII Res. Konf.mater.* 2013.s.346
7. С.Г. Алиев. *Извест. НАНА* 2010 XXX №5 с.173

PROBING THE STRONGLY INTERACTING MATTER WITH EVENT-BY-EVENT FLUCTUATIONS SIGNALS

A. JanMammad oglu Rustamov ^{1,2}

¹*Goethe-University Frankfurt, Frankfurt am Main, Germany*

²*Institute of Radiation Problems, Baku, Azerbaijan*

a.rustamov@cern.ch

The study of the phase diagram of strongly interacting matter is probably the most challenging problem in the field of heavy-ion collisions. Fundamental problems of contemporary nuclear research, such as, mass generation and confinement are intimately connected with the phase structure of the strongly interacting matter. Its most prominent feature is the existence of the deconfinement /chiral transition lines between hadronic and partonic phases. Modern Lattice QCD calculations advocate rapid crossover transition towards low net-baryon densities with the coincidence of deconfinement and chiral phase transition regions. At higher densities, however, the deconfinement phase transition is expected to be of first order. The logical consequence is the existence of a second order critical point at some intermediate values of net-baryon densities. Experimentally, by changing the energy and the size of colliding nuclei one can control the net baryon density and the temperature of the created matter. Indeed, according to the recent NA49 results, starting from about 30 GeV/nucleon on, the system created in Pb+Pb collisions realizes itself in a coexistence of hadronic and partonic phases. The transition to pure partonic phase takes place at around 160 GeV/nucleon. However, the nature of the phase transition must further be supported and confirmed by alternative measurements. In this context the study of several event-by-event fluctuation signals is mandatory. In fact, any kind of phase transition will ultimately lead to

anomalies in fluctuations. In order to distinguish between second order phase transition (critical point) the system size dependence of fluctuation signals must be performed. This activity should be made together with changing the energy of colliding systems. The latter is needed because the “fingerprints” of the critical point can only be realized if the system freezes near the unknown location (temperature and net-baryon density) of the critical point. This requires two-dimensional excitation functions of fluctuation signals; in collision energy and the size of colliding nuclei. The NA61/SHINE Collaboration came with a dedicated program to explore the phase diagram of strongly interacting matter in two dimensions. Moreover, similar studies, in particular, on the energy dependence of higher cumulants of the multiplicity distributions are being conducted by the STAR collaboration.

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Ш.Ш. Гусейнов, И.Г. Гахраманов

Шемахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана
shirin.guseyn@gmail.com, ilqar492@mail.ru

На примере более 15 мощных солнечных вспышек, наблюдавшихся в 1979-82 гг и 1989-90 г на радиотелескопе РТ-12 Института Ионосферы АН Республики Казахстан и РТ-22 Радиоастрономическая станция физического института РАН, исследованы модуляции S-компоненты микроволнового излучения Солнца на частотах $f = 1-2$ ГГц и $f = 2-4$ ГГц. При исследовании предвспыщечных состояний в центрах активности с развивающимися группами пятен, вид спектра S- компонента (наклон спектра - α) и его изменение давали нам ценную информацию о появлении мощных солнечных вспышек через 1-3 дня.

Введение. Многолетним интенсивным исследованиям (более 40 лет) в оптических и в радиодиапазонах подтверждено, что атмосфера Солнца существенно неоднородна. Эта неоднородность имеет как стационарную, так и нестационарную составляющие. Среди процессов активности вспышки – относятся к числу наиболее бурных и мощных событий, происходящих в атмосфере Солнца. Исследователи в этой области основной внимание уделяли анализируванию регулярной составляющей, в частности в результате длительных исследований накоплен большой материал о существовании квазипериодических 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.

В этих работах по анализу временных рядов были получены на фиксированной частоте, так называемым радиометрическим методом. Основной трудностью является то, что амплитуда флуктуации составляет ($10^{-3} \div 10^{-4}$) от уровня общего радиоизлучения Солнца. Другими словами, для спектрального анализа, уровень составленных временных рядах (отношение сигнал к шуму) очень низок. Поэтому, полученные результаты в этих исследованиях противоречат друг другу. Хромосферная вспышка на Солнце представляет собой обширный комплекс явлений с чрезвычайно сложным развитием в пространстве и во времени. Из вышесказанного следует, что для более адекватного решения поставленной задачи, несомненный интерес представляет определение характерных параметров турбулентности, т.е. его прогнозирование. В данной работе для обработки турбулентности у временных рядов применялся спектрально-временной (СВАН), метод максимальной энтропии (ММЭ) и фрактальный анализ. С помощью применения модифицированного метода основанного на теории детерминированного

хаоса, оценивается энтропия анализируемого временного ряда. Этот ряд был получен в следствии флуктуаций на $\lambda = 3.2$ сантиметрового радиоизлучения и флуктуации радиоизлучения S –компонента, которые являются показателями вспышечной активности Солнца. Во всех 15-ти вспышечных событиях рассматриваемая пульсация активных областей соотносится достаточно сложно. Для двух вспышечных событий мы не могли провести точные оценки. В статье также приводятся гистограммы, показывающие зависимость частоты появления пульсации от его характерного времени t_x для двух поддиапазонов: 5-15 мин и 25-70 мин. Кроме этого, 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 3.2÷3.8 ГГц. Другими словами, в активный период наклон спектров α -колеблется от 5-ти до 10 процентов по сравнению с сигналами, полученным и на спокойном уровне (на неразвивающейся группе пятен) в солнечной атмосфере.

Экспериментальная часть и его обработка. В качестве исходных данных использованы материалы наблюдений в 1979-82 гг. и 1989-90 г. Материал был получен на радиотелескопах РТ-22 (Радиоастрономическая станция физического института РАН) и РТ-12 (Института Ионосферы АН Республики Казахстан). На основании измерения интенсивности в диапазоне $\lambda = 3$ см и флуктуации наклона спектра медленно-меняющегося S –компонента радиоизлучения Солнца в широких диапазонах $f = 1-2$ ГГц и $f = 2-4$ ГГц проведен сравнительный анализ наклона спектра S –компонента радиоизлучения активных областей с их вспышечной активностью. Радиоспектрографы, работающие в диапазонах 1-2 ГГц и 2-4 ГГц были разработаны А.М. Гусейновым, соответственно 1975 г и 1978 г. Наблюдения за Солнцем проводились с 8⁰⁰ часов утра до 18⁰⁰ часов вечера (по местному времени). Время снятия одного спектра по диапазону 1-2 ГГц и 2-4 ГГц составило 2 минуты в одну сторону. Далее, в спектре S –компонента радиоизлучения Солнца вычислялась разность между интенсивностью сигнала в середине и в конце спектра $-\Delta I_i(t)$. Соответствующий временной ряд $\Delta I_i(t)$ содержит информацию за последовательные 7-8 часов в сутки, что составляет ~250-300 значений, что является вполне достаточным для анализа пульсации изменяющихся с характерным временем t_x – в интервале от 5 мин до 70 минут.

О методике измерений и результаты предварительной обработки полученных спектров более подробно было изложено в работе [1, 2]. Дальнейшая обработка полученных радиоспектров с помощью методов спектрально-временного (СВАН) и фрактального анализов (МФА) были приведены в работах [3, 4].

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 $t_x \cong 5-15$ мин (Рис. 1а) и $t_x \cong 25-70$ мин (Рис. 1б). Как видно из графиков рис. 1а, наиболее часто встречаются пульсации с характерным временем t_x , близким 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, возникающий в корональных магнитных петлях подходящей длины. В результате взаимодействия с ними возбуждаются субгармоники с частотами $\frac{\omega_i}{2}$ (10 мин). На рис. 1б приведена пульсация с характерным временем $t_x \cong 25-70$ мин. Из графиков видно, что наибольшую частоту появления имеет осцилляция с характерным временем около $t_x \cong 30$ мин.

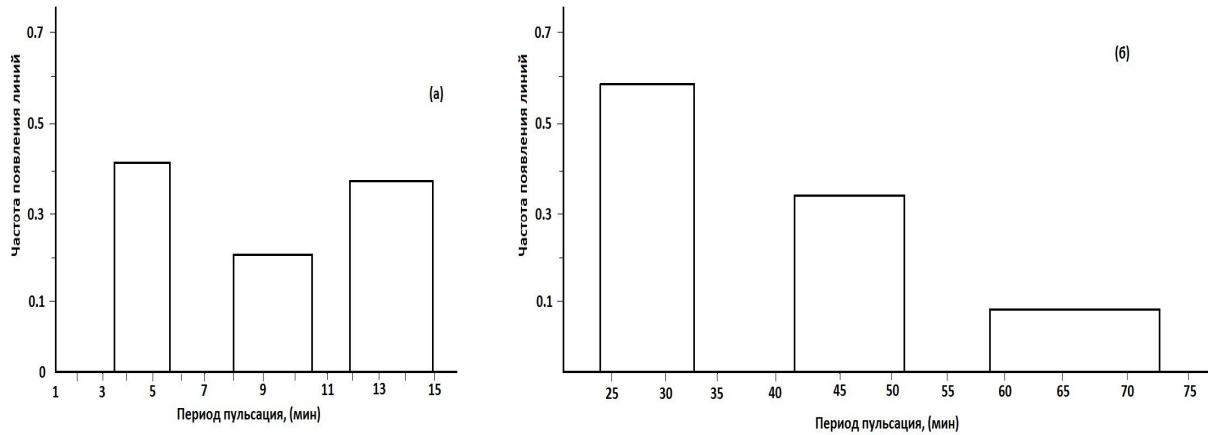


Рис. 1 (а) – Частота появления пульсации с характерном времени ($t_x \approx 5-15$ мин) в радиоизлучении Солнца на частотах $1.25 \text{ ГГц} \div (1.6-1.9) \text{ ГГц}$ и $(3.6-3.9) \text{ ГГц}$. Наибольшей частотой появления обладает 4-5 мин. пульсаций. **Рис. 1 (б)** – Частота появления пульсации с характерном времени ($t_x \approx 25-70$ мин) в радиоизлучении Солнца на частотах $1.25 \text{ ГГц} \div (1.6-1.9) \text{ ГГц}$ и $(3.6-3.9) \text{ ГГц}$. Наибольшей частотой появления обладает 25-35 мин пульсаций.

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 10 лет. Механизм, предложенный А.А. Соловьевом и Е.А. Кричком, называется моделью мелких солнечных пятен [5]. 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 периодам 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 при этом остаются более длинные пульсации с характерным временем $t_x \geq 25$ минут. Мы предполагаем, что причина исчезновения 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 $t_x \geq 25$ мин.

Мы предполагаем, что причина исчезновения 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 $t_x \geq 25$ мин [6].

На рис.2 приведены усредненные относительные спектры (спектры усреднялись за день) S – компоненты радиоизлучения Солнца в диапазоне 2-4 ГГц, полученные с 15/VIII по 19/VIII-82 г. 18/VIII-82 г произошли длительные вспышки (1 час) с мощностью > 2 баллов. Как видно из рис.2, наибольшие изменения в спектре (в зависимости от повышения солнечной активности) происходят в диапазоне $f=3.2 \div 3.8 \text{ ГГц}$.

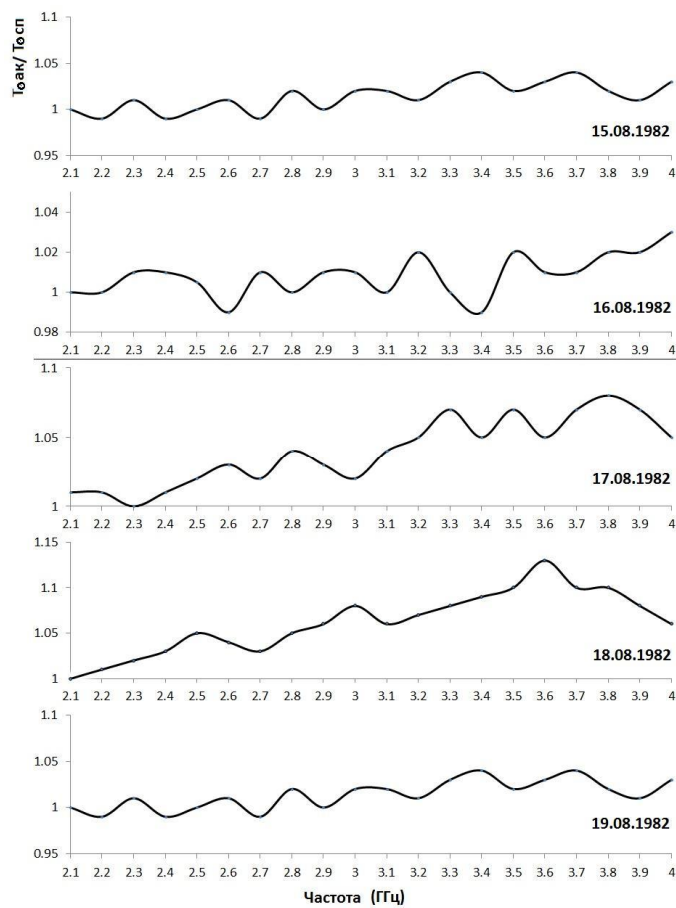


Рис.2. Усредненные (за 1 день) относительные спектры S – компонента радиоизлучения Солнца в диапазоне 2-4 ГГц, полученные с 15/VIII-82 по 19/VIII-82 г.

Заключение. В результате проведенных исследований и полученных количественных оценок были сделаны следующие основные выводы:

1. По многолетним статистическим наблюдательным материалам подтверждено, что частотный спектр S – компонента 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. Повышение солнечной активности имеет наиболее отчетливую связь с коротковолновой частью радиоспектров ($\lambda = 8.5 \div 12$ см).

3. Из 15 мощных солнечных вспышек в 13 (~87%) случаях отношение потоков S – компонента $F_{7.5}/F_{15}$ за 1÷3 дня до солнечных вспышек с силой ≥ 2 баллов, т.е. больше среднемесячного.

4. Установлено, что для вспышек с силой ≥ 2 баллов, степень наклона радиоспектров α растет $\alpha \cong 1.7 \pm 0.3$ до $\alpha \cong 2.7 \pm 0.4$ за 1-3 дня до появления вспышек.

5. По радиоспектрографическим измерениям в диапазонах $f = 1-2$ ГГц и $f=2-4$ ГГц по отношениям потоков S – компонента $F_{7.5}/F_{15}$, были построены временные ряды. В основном ряды содержат пульсации с характерным временем больше чем $t_\lambda \geq 25$ мин. за 1÷3 дня до вспышки с уровнем ≥ 2 балла.

6. Установлено, что за 1-3 дня до вспышки турбулентный процесс постепенно переходит к детерминированным хаотическим процессам со средним периодом $T [T \geq (25 \pm 2)$ мин].

Таким образом, можно прийти к выводу, что наблюдаемые пульсации в радиоспектрах сантиметрового радиоизлучения Солнца $t_\lambda \geq 25$ минутные изменения и увеличение степени наклона α от $\alpha \cong 1.7 \pm 0.3$ до $\alpha \cong 2.7 \pm 0.4$ является эффективным

критерием для количественного прогнозирования солнечных вспышек с мощностью ≥ 2 баллов за 1-3 дня до начала вспышки.

Для повышения надежности краткосрочного прогноза мощных солнечных вспышек, наблюдаемых на Земле, необходимо использовать всю имеющийся информацию о состоянии солнечной и гелиосферной активности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусейнов А.М., Гусейнов Ш.Ш. и др. Астрон. цирк. АН СССР, №1242 (1982) 1-3
2. Гусейнов А.М., Гусейнов Ш.Ш. и др. Астрон. цирк. АН СССР, №1242 (1982) 3-5
3. Гусейнов А.М., Гусейнов Ш.Ш. Изв. НАНА Азерб., XXII, №5 (2002), 127-131
4. Аббасов А.Р., Гусейнов Ш.Ш., Сомсиков В.М. Радиоизлучение Солнца. Изд. ЛГУ, гор. Ленинград, вып.5, (1984), 164-170
5. Соловьев А.А., Киричек Е.А. Солнечная и солнечно-земная физика – Тр. XII – Пулковской межд. конф. по физике Солнца. С.Петербург. Пулково (2008), 349
6. Huseynov Sh.Sh. VII – Eurasian Conference “NUCLEAR, SCIENCE AND ITS APPLICATION” 21-24 october, Baku Azerbaijan (2014) 128-129

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕМЕННОСТИ КВАЗАРА 3С 273

Н.З. Исмаилов, Н.А. Гусейнов.

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория НАН Азербайджана

Рассматриваются фотометрические и спектральные переменности квазара 3С 273 в период 1978-1994 годах. Проанализировано характер изменения потока в непрерывном спектре и интенсивность в различных линиях. Наблюдается очень хорошая корреляция между потоками в длинах волн 1300\AA и 1650\AA непрерывном спектре. Корреляция составляет $r=96,8\%$. Поток в непрерывном спектре 1650\AA и поток в линии C IV (1550\AA) показывают обратную корреляцию ($r=-61,8$). Изучено изменения потока в линиях OVI, L_{α} , Si IV + OIV и CIV и установлено, что переменность в непрерывном спектре и линиях носить хаотичный характер.

Введение. Исследование быстрой переменности является эффективным методом диагностики физических процессов, происходящих в компактных аккрецирующих сверхмассивных объектах. Характерное время этой переменности говорит о чрезвычайно малых размерах (10^{15} - 10^{16} см) областей, излучающих оптический континуум и широкие эмиссионные линии. Исследование фотометрической и спектральной переменности необходимо для выяснения структуры активных ядер, без понимания которых невозможно приблизиться к решению проблемы центрального энергетического источника [1, 2]. Анализ этих объектов дает уникальную возможность для решения многих проблем релятивистской астрофизики, теоретической физики и космологии.

Впервые квазары были обнаружены в 1960 году как радиоисточники, совпадающие в оптическом диапазоне со слабыми звездообразными объектами. В 1963 году голландский астроном М. Schmidt и J. В. Оке доказал, что линии в их спектрах сильно смещены в красную сторону [3, 4]. В настоящей работе рассматривается спектральные и фотометрические данные квазара 3С 273.

Наблюдение. Для наблюдательного материала используется IUE архив базы данных [5]. Наблюдения проводились 1978-1994 годах. Из архива база данных выбраны спектры квазара 3С 273. Взяты 253 спектров в ультрафиолетовой области. Из них 142 SWP спектры, охватывают область 1000 - 2000\AA , остальные LWP спектры охватывает

область 2000-3300 Å. Для SWP спектров дисперсия составляет 1,515 Å/мм, а разрешение 6 Å/мм. В данной работе мы рассматриваем только SWP спектры. Надо отметить то что, наблюдения проводилось в разные сезоны года. Иногда в одной ночи в течение несколько часов с перерывами получено 3-4 спектра квазара 3C 273.

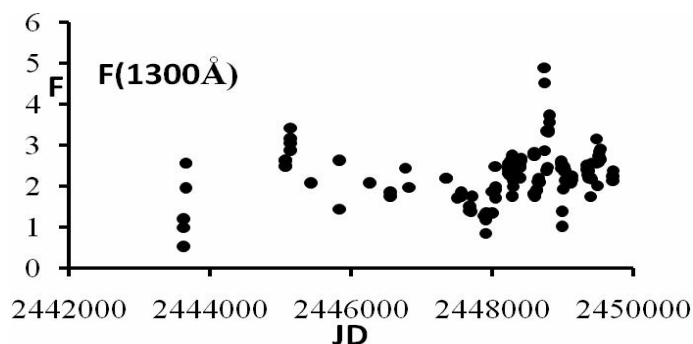


Рис 1. Изменение потока в непрерывном спектре (F 1300 Å).

На рис. 1 приведено изменение потока на уровне непрерывного спектра в области 1300 Å. Как видно из рисунка наблюдается увеличение и уменьшения потока. Самое большое изменения наблюдается 1986—1988 годы.

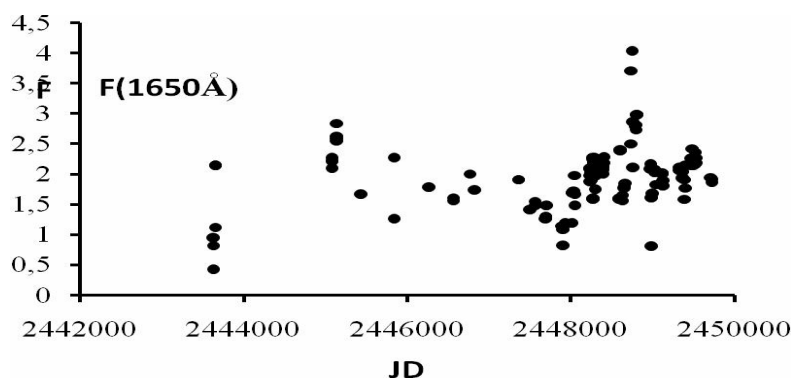


Рис 2. Изменение потока в непрерывном спектре (F 1650 Å).

На рис. 2 приведено изменение потока на уровне непрерывного спектра в области 1650 Å. Как видно из рисунка наблюдается увеличение и уменьшения потока.

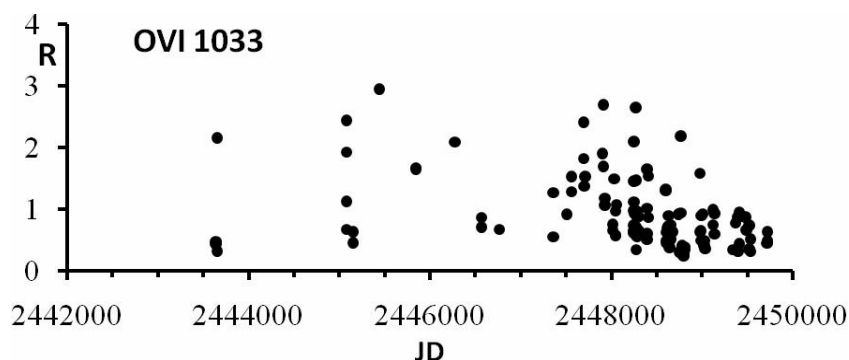


Рис. 3. Изменение потока линии O VI (1033 Å)

На рис.3 приведено изменение потока в линии O VI (1033Å). Это большая степень ионизации. Наблюдается изменения потока в линии O VI. Как видно поток в линии O VI то увеличивается, то уменьшается со временем.

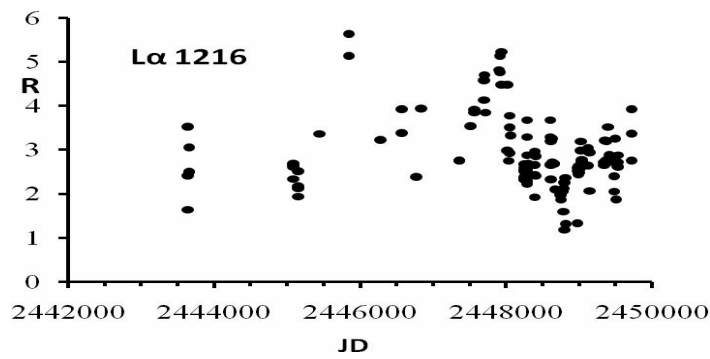


Рис. 4. Изменение потока в линии L_{α} (1216 Å)

Как видно из рис.4 наблюдается изменение потока линии L_{α} (1216Å). Наблюдается уменьшения и увеличение интенсивности со временем. Наблюдается изменения потока в линии L_{α} (1216Å) с продолжительностью несколько лет и несколько недели.

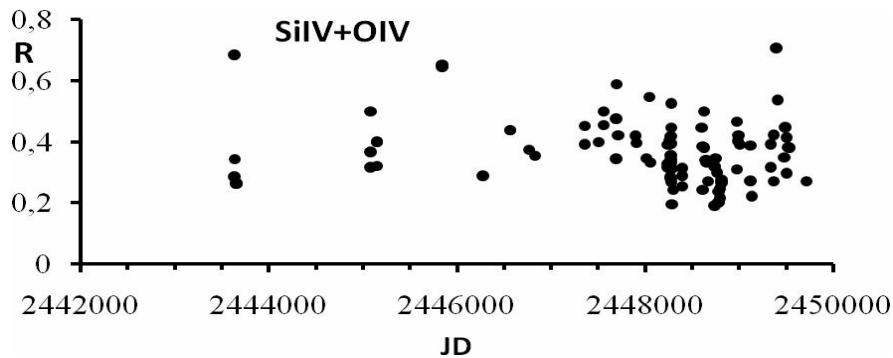


Рис. 5. Изменение интенсивности линии Si IV +OIV (1399 Å)

Как видно из рис.5 наблюдается изменение интенсивности линии Si IV +OIV (1399Å). Наблюдается разный характер интенсивности.

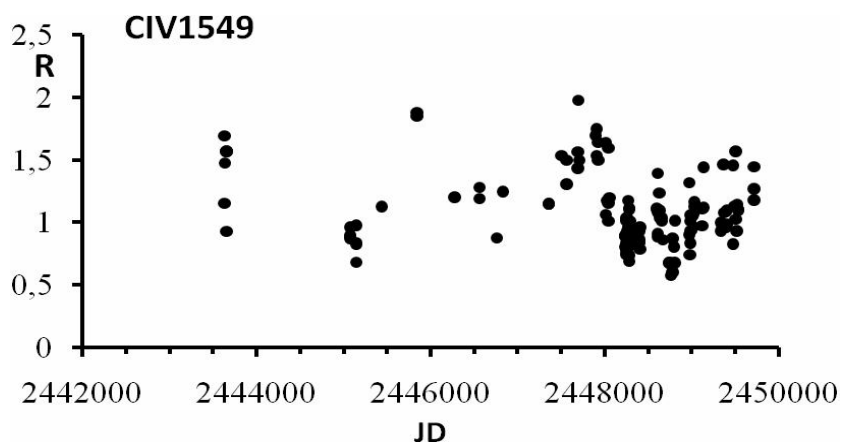


Рис. 6. Изменение интенсивности линии C IV (1549 Å)

Как видно из рис.6 наблюдается изменение интенсивности линии C IV (1549 Å). Изменения интенсивности носит хаотический характер.

Согласно современным представлениям, массивные черные дыры присутствуют в большинстве галактик и остаются активными, лишь пока на них падает в достаточном

количестве вещества. Это и ограничивает время их активности. Далее, обычно предполагается, что аккреция вещества имеет дисковый характер[6].

Результаты

1. Полученные 1978-1994 гг. УФ спектры квазара 3C 273 показывает хаотическую переменность потока в непрерывном спектре и в различных линиях. Обнаружено кратковременные и долговременные изменения в спектре.

2. Потoki в непрерывном спектре и в линиях 1300Å и 1650Å показывают очень высокую корреляцию: $r=96,8$.

3. Потoki в непрерывном спектре и эмиссионных линиях показывают обратную корреляцию между собой: $r=-61,8\%$.

4. Изменение амплитуды потока в непрерывном спектре больше 2,5 раза от изменения амплитуды потока в линиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дибай Э.А., Лютый В.М. Параметры оптической переменности активных ядер галактик. // Астрон, журн. 1984. **61**, вып. 1. -с. 10-17.
2. Бочкарев Н.Г. Спектральный и фотометрический мониторинг активных галактических ядер с целью эхо картирования прошлое, настоящее, будущее. // "Насиреддин Туси и современная астрономия", Международная конференция, посвященная 800 летию М.Н.Туси, (4-7 октября 2001г. ШАО, Пиргулу), Баку-2002, с. 70-112.
3. M. Schmidt. 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift, //Nature 197, 1963, 1040-1040 doi:10.1038/1971040a0
4. J. B. OKE, Absolute Energy Distribution in the Optical Spectrum of 3C 273, //Nature 197, 1963, 1040-1041.
5. [3C 273](#). SIMBAD Astronomical Database. CDS.
6. Lynden-Bell D. Galactic nuclei as collapsed old quasars. // Nature 223, 690, 1969.

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

Х.Ш. Абдуллаев, М.Ш. Мамедов, Н.А. Ибрагимов
Бакинский Государственный Университет

Rasional-kəsr ifadələrinin köməyi ilə nüvə reaksiyalarının effektiv kəşiklərinin rezonans oblastında enerji asılılıqları üsulu təqdim edilir. Səpilmə matrisalarının quruluşu haqda heç bir əlavə fərziyə edilmədən rezonans enerjiləri və səviyyələrin enlərinin qiymətləri alınır. Bu üsulun xüsusiyyətinə müəyyən model məsələ nümunəsində və neytron effektiv kəşiklərinin rezonans təhlilində baxılır.

В последнее время в различных физических задачах все чаще используется приближенное представление аналитических функций комплексного переменного дробно-рациональными выражениями, так называемое приближение Паде [1, 2]. Общее изложение метода с многочисленными примерами его использования можно найти в обзорах [3, 4]. Приближение Паде представляет собой весьма мощный метод аналитического продолжения функций, заданных либо ограниченным числом члена степенного ряда (приближение первого рода), либо своими значениями в отдельных точках комплексной плоскости; чаще всего на действительной оси (приближение второго рода).

В важном частном случае диагонального или «почти диагонального» приближения, когда степени полиномов в числителе и знаменателе отличаются не больше, чем на единицу, приближение Паде сводится к разложению в цепную дробь.

Если элементы s-матрицы являются аналитическими функциями энергии частиц, вызывающих ядерную реакцию, то весьма –привлекательным представляется использование приближения Паде для описания энергетической зависимости сечений [5]. Уровни компаунд системы соответствуют полюсам s-матрицы, а полюсные особенности не являются точками существенной расходимости приближения Паде –они описываются корнями полинома, стоящего в знаменателе дробно-рационального выражения. Кроме того, результаты анализа с помощью приближения Паде сравнительно хорошо устойчивы к шумам.

Осложнением является то обстоятельство, что на опыте измеряется сечение, т.е. квадрат модуля матрицы рассеяния –не аналитическая функция и при аналитическом продолжении его энергетической зависимости за пределы действительной оси искажаются фазовые соотношения. Однако, положение полюсов при таком продолжении должно воспроизводиться точно, а уже определение их положения несет интересную физическую информацию, позволяя определить энергию квазистационарного состояния и полную его ширину, которые отвечают действительной и мнимой частям комплексного значения энергии, при котором s-матрица имеет полюс.

В настоящей работе исследуется возможность использование приближения Паде второго рода для анализа нейтронных сечений в резонансной области.

По определению, приближением Паде второго рода $f(z)^{[N,M]}$ для функции $f(z)$ называется отношение двух полиномов от z :

$$f(z)^{[N,M]} = P^N(z)/Q^M(z) \quad (1)$$

которые в точках $z_i (1 \leq i \leq N + M + 1)$ принимает значения $f(z_i)$. В частности $f^{[N,0]}(z)$ соответствует приближению функций полиномами. В общем случае при произвольном соотношении между M и N, построение $f^{(N,M)}$ является сложной задачей, однако, как будет ясно из дальнейшего, для нас особый интерес представляет случай, когда M=N, N=1, сводящийся к цепным дробям. Для этого случая, следуя [3], определим последовательность функций $f_n(z)$, удовлетворяющих следующему условию:

$$f_n(z) = C_n / (1 + (z - z_n) f_{n+1}(z)) \quad (2)$$

Пусть, кроме того $f_1(z_i) \equiv f(z_i)$. Тогда для $f_1(z)$ получим следующую конечную цепную дробь:

$$f_1(z) = \frac{C_1}{1} + \frac{(z - z_1)C_2}{1} \frac{(z - z_2)C_3}{1} + \dots + \frac{(z - z_n)C_{n+1}}{1 + (z - z_{n+1})f_{n+2}} \quad (3)$$

Введем также функции $U_n(z)$:

$$f_n(z) = U_{n+1}(z)/U_n(z); \quad U_1(z) \equiv 1 \quad (4)$$

Тогда вместе определения (2) получим:

$$C_n U_n(z) = U_{n+1}(z) - (z - z_n) U_{n+2}(z) \quad (5)$$

Из последнего соотношения легко получить следующее выражение для рекуррентного вычисления C_n :

$$U_{n+2}(z) = \frac{C_n U_n(z) - U_{n+1}(z)}{z - z_n} \quad (6)$$

$$C_n = U_{n+1}(z_n) / U_n(z_n) \quad (7)$$

Поясним подробнее процедуру вычисления коэффициентом C_n . Пусть по значениям функции $f(z_i)$ при $i \leq k$ вычислены C_n с $n \leq k$. Тогда, используя эти C_n, z_n и

$U(z_{k+1})=1$, $U_2(z_{k+1})=f(z_{k+1})$, по формуле (7) получим все $U_n(z_{k+1})$ до $U_{k+r}(z_{k+1})$ включительно, что позволит по формуле (8) при $n = k + 1$ получить C_{k+1} .

Конечную цепную дробь вида (3) можно преобразовать таким образом, чтобы превратить её в обыкновенную дробь:

$$\frac{a_1}{b_1} + \frac{a_2}{b_2} + \dots + \frac{a_n}{b_n} = \frac{P_n}{Q_n} \quad (8)$$

Для числителя и знаменателя этой так называемой присоединенной дроби нетрудно получить следующие рекуррентные соотношения:

$$P_n = b_n P_{n-2}; \quad Q_n = b_n Q_{n-1} + a_n Q_{n-2} \quad (9)$$

В случае цепной дроби (3) получим соответственно:

$$b_n = 1; \quad a_n = c_n(z - z_{n-1}) \quad (10)$$

Построенные таким образом P_n и Q_n являются полиномами по z степеней $\left[\frac{n-1}{2}\right]$ и $\left[\frac{n}{2}\right]$ соответственно, где $[x]$ -целая часть числа x . Введем следующие обозначения:

$$P_n = \sum_{m=0}^{(n-2)/2} P_n^m z^m; \quad Q_n = \sum_{m=0}^{n/2} q_n^m z^m \quad (11)$$

Используя (11), получим для P_n^m и q_n^m следующие рекуррентные соотношения:

$$\begin{aligned} P_n^m &= P_{n-1}^m - c_n(z_{n-1} P_{n-2}^m - P_{n-2}^{m-1}) \\ q_n^m &= q_{n-1}^m - c_n(z_{n-1} q_{n-2}^m - q_{n-2}^{m-1}) \end{aligned} \quad (12)$$

с начальными условиями:

$$P_0 = 0; \quad P_1^0 = c_1; \quad q_0^0 = q_1^0 = 1 \quad (13)$$

И граничными условиями:

$$\begin{aligned} P_n^m &= 0 \quad \text{при} \quad m > \left[\frac{n-1}{2}\right] \\ q_n^m &= 0 \quad \text{при} \quad m > \left[\frac{n}{2}\right] \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом, зная значения функций в n точках, с помощью цепных дробей можно построить два полинома степеней $\left[\frac{n-1}{2}\right]$ и $\left[\frac{n}{2}\right]$, отношение которых будет в исходных точках принимать заданные значения, а это и есть приближение Паде-II.

Для энергетической зависимости полного сечения Рв²⁰⁷ (рис.2) выявляется заметная интерференция с упругим рассеянием. Анализ проводился лишь для L=9. Пунктир – первая итерация ($\bar{\Delta}_{экс} = 7,5\%$). Получены резонансные параметры $E_1^0 = 2156 \text{кэВ}$, $\Gamma_1 = 0,326 \text{кэВ}$.

Для энергетической зависимости полного сечения Fe⁵⁶ (рис.3) пунктир соответствует L=9, тонкая линия L=13, жирная L=17. В первых двух случаях наблюдаются ложные действительные полюса. При L=17 (анализ четырехуровневой формулы) получено удовлетворительное описание ($\bar{\Delta}_{экс} = 5,33\%$) и разрешены три уровня с параметрами $E_1^0 = 577,13 \text{кэВ}$, $\Gamma_1 = 0,300 \text{кэВ}$, $E_2^0 = 379,85 \text{кэВ}$, $\Gamma_2 = 0,817 \text{кэВ}$, $E_3^0 = 584,3 \text{кэВ}$, $\Gamma_3 = 1,83 \text{кэВ}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Pade. Ann. Ecole Normals Superiere. Paris. Vol II (1978).
2. J.Zinn –Justin. Phys. Rep., vol 2 (1996).
3. J.L.Basdevant, Fort der Physik, 20,283 (2001)/
4. G.A.Baker, J.L.Gammel “The Pade Approximant in Theoretical Physics” Acad-Press. N.-X(2009).

5. J.L.Gammel, F.A.Mc.Donald. Phys. Rev. 142, 1245 (1995).
6. Хованский А.Н. Приложение цепных дробей и их обобщений к вопросам прикладного анализа. ГИТТЛ. Москва (2010).

ГРАНИЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ НАБЛЮДЕНИЙ И ХАОСЫ

Г.Т. Аразов, Т.Г. Алиева*
НИИ Прикладной Математики
*НИИ Физических Проблем**
arazov_h@yahoo.com

Хаосы часто наблюдаемые явления природы. Они рождаются под влиянием множество причин и выкрадываются в обычные наблюдаемые процессы. Они часто проявляют себя как сумма бесконечных малых возмущений и способны изменят ход многих событий [1-5]. Оценки наблюдаемых процессов, состояний тех или иных положений тел отражают в себе суммы воздействию всех существующих объектов, в каждой (определенной) момент времени [4, 9]. Таковыми являются: цунами и другие множество атмосферные явления, землетрясения, извержения вулканов, оползни и т.д. Таковыми являются и мелкие и большие пожары рождающиеся под влиянием мелких искр. Иначе говоря, хаосы соответствуют к тем граничным значениям проблемы, которые нарушают нормальный ход событий или процессов.

На математическом языке этот процесс может быть описано дифференциальными уравнениями в виде [7]:

$$\frac{d^2x}{dt^{20}} - f\left[\frac{dx}{dt}, g(x), t\right] = \mu K(x, t) \quad (1)$$

где $x \in (x_i, x_{i+1})$, $t \in (t_i, t_{i+1})$, $i = \overline{1, n}$; $f\left[\frac{dx}{dt}, g(x), t\right]$ представляют суммы воздействий, которые допускают математическое моделирование. Иначе говоря, та часть воздействий, которые позволяют получить решения задачи в замкнутом виде. $\mu K(x, t)$ – сумма неуловимых скрытых бесконечно малых возмущений, порядка погрешностей наблюдений.

Решения уравнений (1) могут быть представлены, без каких либо признаков цикличности или периодичности, системой уравнений, которые представляют связи наблюдений в моменты: $t, t-1, t-2, \dots, t-n$:

$$\left. \begin{aligned} x(t) &= f[x(t-1)], \\ x(t-1) &= f[x(t-2)], \\ &\dots\dots\dots \\ x(t-n) &= f[x(t-n-1)]. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$x(t)$ – значения современных, а $x(t-1), x(t-2), \dots, x(t-n)$ представляют оценки ранее полученных значений наблюдений. Из них определяем отыскиваемые граничные значения параметров проблемы.

Наблюдаемая Вселенная является единой автоматизированной системой. Все объекты и их рождения, формирования, эволюция и современные формы существования объединяют начальными граничными значениями (условиями) системы.

При формировании и эволюции наблюдаемых орбит и других процессов на них действуют сумма множество сил. Они складываются из двух сумм: сумма действий, которая может быть обнаружена из наблюдений; сумма неуловимых и скрытых беско-

нечно малых действий, которые при определенных условиях становятся причиной хаосов. Они обычно меньше или равны порядкам погрешностей наблюдений.

В качестве примера рассмотрим эволюцию границ оценок элементов орбит суточных -стационарных спутников, под воздействием суммы бесконечно малых возмущений [8]. Они следующие: границы оценок вариаций дрейфовых движений больших полуосей суточных спутников, для точек в которых они пересекаются с плоскостью экватора, изменяются в пределах:

$$-4,2 \text{ км / сутка} \leq \varepsilon(\Delta \dot{a}) \leq 4,2 \text{ км / сутка}; \quad (3)$$

границы изменений оценок долгот суточных спутников вирируются в пределах:

$$-0,0053 \text{ град / сутка} \leq \varepsilon(\Delta \dot{\lambda}) \leq 0,0045 \text{ град / сутка}; \quad (4)$$

границы оценок периода вращений суточных спутников изменяются в пределах:

$$-0,053 \text{ сутка} \leq \varepsilon(\Delta T) \leq 0,055 \text{ сутка}. \quad (5)$$

В выражениях (3), (4) и (5) ε соответствует малому параметру ε в теоремах об устойчивости А.М. Ляпунова [10].

Оценки (3), (4), (5) получены из анализа оценок суммы бесконечно малых возмущений, которые равны или меньше погрешностям наблюдений.

При удовлетворении условий (3), (4), (5) орбиты суточных спутников устойчивы в смысле А.М. Ляпунова. Как только нарушается один из условий (3), (4), (5) в орбиты суточных стационарных спутников вкрадываются хаосы и они становятся неустойчивыми в смысле А.М. Ляпунова.

Оценки (3), (4), (5) получены из анализа наблюдений стационарных спутников «Синком-2» «Синком-3» и «Эрли Берд», приведенных в [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. Кери С.У., В поисках закономерностей развития Земли и Вселенной, «Мир», 1991, с. 447.
2. Oded Regev, Caos an Complexite in Astrophysics, Cambridge University, Press. 2012, 445 p.
3. Abraham Love and Steven R. Furlanetto. The First Galaxies in the Universe. Press. Prinston an Oxford. p. 540, 2013.
4. Завельский Ф.С., Время и его измерения. М., Наука, 1977, с. 447.
5. Аразов Г.Т., Ганиева С.А., Новрузов А.Г., Эволюция внешней формы и внутренней структуры Земли, Баку-Элм, 2006, с.193.
6. Arazov G.T., Gabibov S.A., On the solution of the problem of three fixed centres., Celestial Mechanics, 15 (1997), p. 265-276.
7. Benest D., Froeche C., Leda E., Hamiltonian systems and Fouries analysis. New prospects for gravitational dynamics. Advances in Astronomy and Astrophysics., Cambridge scientific Publishers, 2005, 308 p.
8. Аразов Г.Т., Решение внутреннего варианта задачи трех неподвижных центров для произвольных значений масс. Циркуляр Шемахинской Астрофизической Обсерватории, № 59-60, 1977, с. 3-14.
9. Аразов Г.Т., Время в математических моделях динамических систем, News of Baku University, ser. Of physic-mathematical sciences, №3, с. 173-177.
10. Ляпунов А.М., Общая задача об устойчивости движения, Москва Гостехиздат. с. 471, 1959.

SOLAR ACTIVITY III: SOLAR SYSTEM CATASTROPHE MACHINE

J.S. Aliyev

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

*In earlier notes (Aliyev 2012, 2013), we reported on the program –package SolAct (module **Solar Activity**), which is created to generate a motion of the Sun and the planets around the solar system barycenter, to calculate the angular momenta and orbital parameters. Moreover, SolAct solves a system of equations that govern the spin-orbit interaction and allows us to follow the solar angular momentum changes in time.*

The case when all the planets except Jupiter immersed in a rotating system Sun-Jupiter we call Solar System Catastrophe Machine. To calculate the solar spin in this system, a new version of the module SolAct was created. With this module, we show the truth of the idea that the main role in planetary impacts related to Jupiter and Saturn. We take into account only Jupiter and Saturn tug on the Sun and using the time-dependent coefficient for spin-orbit coupling, we calculate the evolution of the solar angular velocity over time and compare it with the Wolf numbers, which show remarkable resemblance to each other.

Observational evidences for planetary hypothesis

Historically, numerous attempts were made to show the influence of the planets on the solar activity. Behind Jose (1965), Blizard (1983) and Javaraiah (1996, 2003) paid attention to the inclinations of the planetary orbits and the solar equator to the ecliptic, Aliyev (1998, 2001, 2012) and Juckett (2000) taken into the spin-orbit interaction.

Aliyev (1998, 2001a, 2001b) has shown that there is a correlation between the syzygies of Jupiter and Saturn, and the start of the solar activity. For an epoch of 1950-2001, it has been shown that in the odd cycles Jupiter and Saturn are on the same side of the Sun ($\Delta\lambda=0$) and in the even cycles they are on opposite sides ($\Delta\lambda=\pi$), where λ is the heliocentric longitude. Further, concerning on physics of the problem, he assumes that the sun is composed of rigidly rotating core and differentially rotating outer layers. Variability of the solar angular momentum first affects the rotation of the core, and then, thanks to the forces of friction and convection, the outer layers become affected. If a velocity gradient greater than some critical value, at a certain depth of the Sun the instability arises.

Juckett (2000) noted that the Hale cycle, sunspot cycle, 17-yr neutral-line cycle, hemispheric asymmetry cycles, and solar differential rotation may all be driven or modulated by the spin-orbit interaction. Juckett (2003) by analyzing the spatial and temporal patterns of sunspot groups spanning 125 years comes to the conclusion that solar activity is modulated by the Sun's motion around the solar system barycenter.

The Gnevyshev -Ohl rule is usually used to predict the sunspot numbers of odd cycle using that of preceding even cycle. But this rule is violated for some cycles. Javaraiah (2005) argues that a violation occurs when the sun makes retrograde orbital motion around the mass center of the solar system. Moreover, he shows that the solar equatorial rotation rate during the period 1879-2004 correlates with the solar orbital torque, positively before 1945 and negatively after that time.

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

Some observational results which wait its explanation

Livingston & Duvall (1979) were the first to find that over the 1966–1978 years the solar photospheric rotation rate has increased by 3.7% near the equator. Howard & LaBonte (1980)

and LaBonte & Howard (1982) discovered the “torsional oscillation”, i.e. a series of zones which drift from the pole to the equator in 22 years. The torsional oscillations change its direction of torsion from east to west and vice versa during 11 years.

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

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

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

Solar System Catastrophe Machine

We call a rotating system of the Sun and Jupiter, with embedded all other planets, as solar system catastrophe machine because of the similarity with the Zeeman catastrophe machine. However, the solar system catastrophe machine is very complex than that. We have created a new version of the program - package *SolAct* which describes the spin-orbit interaction in such a system.

The module *SolAct* (Solar Activity) imagines the movement of the sun and planets around the center of mass, calculates the physical parameters such as velocity, acceleration, angular moments and others, and solves a system of equations of the spin-orbit coupling.

In this note we take into account only Jupiter and Saturn tug on the sun. For this case, the calculation gives us the following:

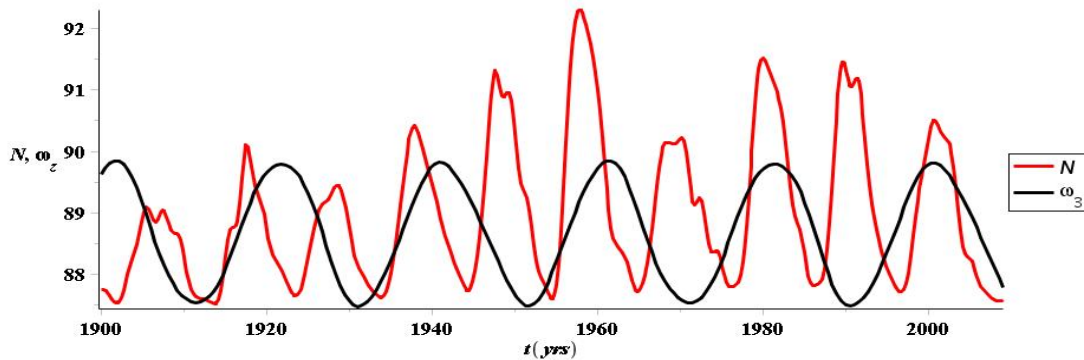


Fig.1: Wolf Numbers and Solar Rotation Angular Velocity (in 1/yr)

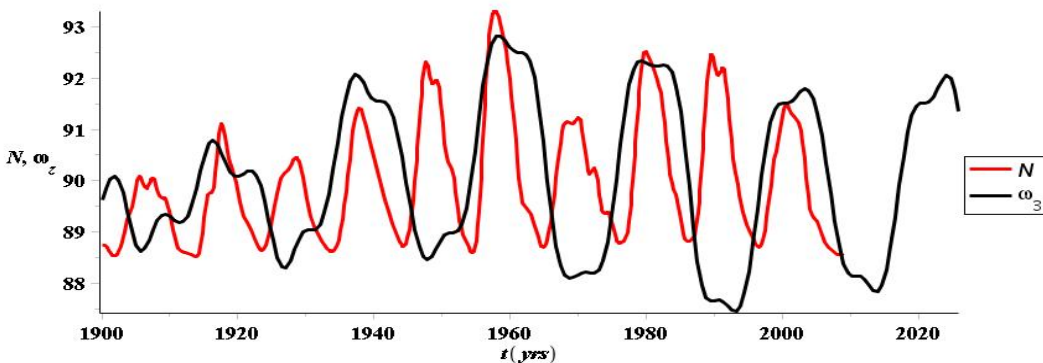


Fig.2: Wolf Numbers and Solar Angular Velocity in case of Time-Dependent Coefficient (in 1/yr)

As seen from Fig. 1, after 1965 the extremes of the two curves are in a good match. But, from 1900 until 1965 phase shifting between them is apparent. To fix this we take a time-dependent coefficient for the spin-orbit interaction with time-dependent phase. The result is shown below:

From Fig. 2 it is seen that the solar angular velocity and Wolf numbers show amazing resemblance to each other.

REFERENCES

- Aliyev J. S., 1998, in *International Conference "N. Tusi – 800"*, Pirgulu.
 Aliyev J. S., Salmanova L. Kh., 2001a, *Conf. "N. Tusi & Modern Astron."*, Baku, 23.
 Алиев Дж. С., 2001b, *Актуальные проблемы физики II*, Баку, 7.
 Aliyev J. S., 2012, *Modern Problems of Physics VI*, BSU, 300.
 Aliyev J. S., 2013, *Modern Problems of Physics VII*, BSU, 343.
 Antia H.M., Basu S., Pintar J., Pohl B., 2000, *Solar Phys.*, 192, 459.
 Antia H.M., Chitre S.M., Gough D.O., 2008, *Astron. Astrophys.*, 477, 657.
 Blizard J. B., 1983, *BAAS*, 15, 906.
 Delache P., Laclare F., Sadsaoud H., 1985, *Nature*, 317, 416.
 Fiala A. D., Dunham D. W., Sofia S., 1994, *Solar Phys.*, 152, 97.
 Howard R., LaBonte B. J., 1980, *Ap. J.*, 239, 33.
 Javaraiah J., 1996, *Bull. Astron. Soc. India*, 24, 351.
 Javaraiah J., Gokhale M. H. 1997, *Astron. Astrophys.*, 327, 795.
 Javaraiah J., 1998, in *Dyn. Inter. Sun and Sun-like Stars*, Noordwijk, 809.
 Javaraiah J., 2000, *J. Astrophys. Astr.*, 21, 167.
 Javaraiah J., 2003, *Solar Phys.*, 212, 23.
 Jose P. D., 1965, *Astron. J.*, 70, 193.
 Juckett D. A., 2000, *Solar Phys.*, 191, 201.
 Juckett D. A., 2003, *Astron. Astrophys.*, 399, 731.
 LaBonte B. J., Howard R. 1982, *Solar Phys.*, 75, 161.
 Laclare F., Delmas C., Coin J. P., Irbah A., 1996, *Solar Phys.*, 166, 211.
 Livingston W., Duvall T. L., 1979, *Solar Phys.*, 61, 219.
 Noel F., 1997, *Astron. Astrophys.*, 325, 825.
 Wilson I. R. G., Carter B. D., Waite I. A., 2008, *Publ. Astron. Soc. Australia*, 25, 85.
 Wittmann A. D., Alge E., Bianda M., 1993, *Solar Phys.*, 145, 205.

НУКЛЕОСИНТЕЗ И ВЗРЫВ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД С.Г. Алиев¹, И.Р. Салманов¹, А.А. Кулиев².

1 – ШАО им. Н. Туси Национальной Академии Азербайджана

2 - Национальная Академия Авиации Азербайджана
sabirshao@rambler.ru

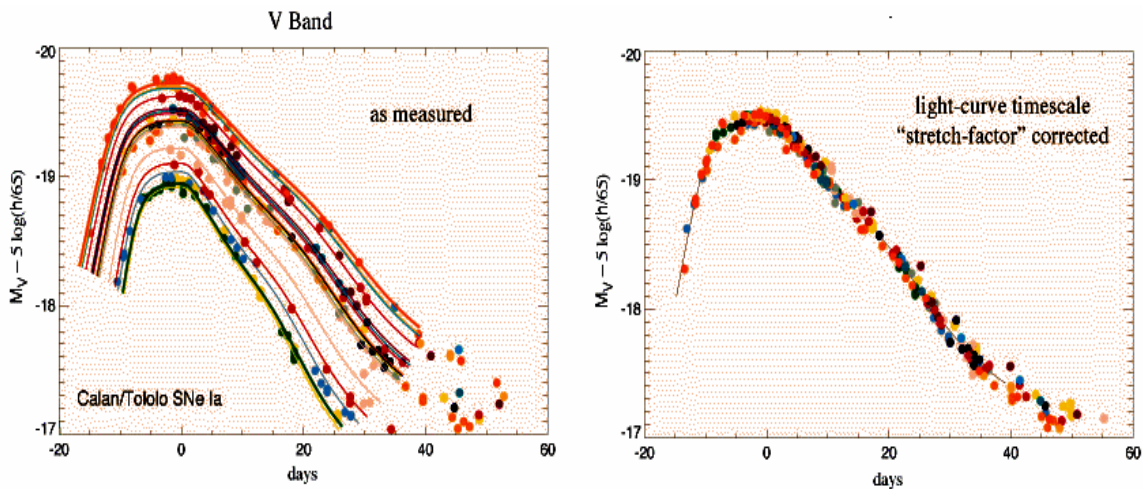
В работе рассмотрены основные теоретические модели взрыва Сверхновых (СН) и процессы нуклеосинтеза в стадии коллапса–сжатие со скоростью свободного падения к центру звезды. Коротко описываются процессы нейтронизации, образования нейтронных звезд, ударных волн и нейтринные излучения, которые могут способствовать взрыву СН. Приводятся основные результаты наблюдений остаток СН и характер изменения их блесков.

В астрофизике проблемы сверхновых (СН) находятся на оживленном перекрестке путей ведущих к пониманию эволюции звезд и галактик. По современным представлениям именно в процессе взрывов СН идут нуклеосинтезы элементов-легких элементов водорода и гелия образуются все остальные химически тяжелые элементы.

Сверхновыми называются класс эруптивных звезд, достигающих в максимуме блеска и светимости, сравнимой со светимостями галактики, а затем ослабляющих свой блеск более, чем на 18^m (звездные величины). Блеск у этих звезд внезапно возрастает и амплитуда возрастания превышает 12^m , а ослабления блеска более 15^m .

По характеру спектров и особенностям кривых блеска сверхновые сначала подразделялись на два типа. В спектрах СНИ отсутствуют линии водорода, а в спектрах СНИ наблюдаются линии поглощения и излучения, отождествляемые с водородом, ионизованным азотом и другими элементами. У СНИ светимость раз в 10 меньше, чем у СНИ.

Кривые блеска СН двух типов отличаются наличием плато для СНИ типа и быстрым спадом светимости в СНИ типа.



Усредненные кривые блеска для 60 СН

На рисунке представлены усредненные кривые блеска около 60 СН звезд (левая панель), а в правой представлена приведенная кривая блеска [4]. Как видно, кривые блеска обнаруживают удивительное сходство форм, особенно в стадии подъема блеска (восходящей ветви кривой блеска). Максимальная фаза блеска СНИ длится около суток и сменяется быстрым падением на 3^m . Амплитуда возрастания блеска превышает 12^m , а ослабления блеска – более 15^m . Эти факты согласуются с оценками амплитуд галактических сверхновых. Заметим, что у новых звезд амплитуды достигают около 10^m .

Для СНИ скорость возрастания блеска составляет $0^m.13$ в сутки, амплитуды блеска превышают 8^m . По фотометрическим характеристикам сверхновые подразделяют на пять типов см. [3], где приведены основные характеристики кривой блеска СН для различных типов (I - V).

Проблема создания единой теории нуклеосинтеза является одной из ведущих в современной теоретической астрофизике. Согласно современным представлениям в медленном нуклеосинтезе (спокойная эволюция) – могут образоваться только легкие элементы с атомным весом $A \leq 12$ (углерод).

В настоящее время принято выделить несколько ядерных реакций – за образование различных групп элементов [1]. Первые два процесса (*PP* цикл и α -процесс) – горение водорода и гелия связаны со спокойной эволюцией звезд. Для звезд солнечных масс характерен *PP*-цикл, что объясняется более низкими температурами горения водорода, вследствие чего, образуется гелиевое ядро. При горении гелия образуется ядро, содержащее углерод и кислород одновременно. Далее происходят в основном углеродное, кислородное и кремневое горение. В зависимости от температуры и массы

происходят гидростатические горения (спокойные при $T < 10^9$ К) и взрывного горения при высоких температурах звезд (стадия СН).

В настоящее время считается, что есть два основных механизма потери устойчивости, ведущих к взрыву звезды [2]. Первый механизм основан на потере гидростатической устойчивости из-за нейтронизации или фотодиссоциации вещества в центре звезды. Эти процессы ведут к уменьшению давления и началу коллапса ядра звезды, вследствие чего образуется протонейтронная звезда. Дальнейшая модификация этой модели была связана с возникновением нейтринного излучения от протонейтронной звезды, с помощью которой образуется идущая к поверхности ударная волна приводящая к выбросу оболочки. Второй механизм взрыва СН связан с тепловой неустойчивостью в вырожденных ядрах звезд. Физические причины состоят в том, что в вырожденном веществе давления определяется только плотностью и не зависит от температуры.

Был рассмотрен процесс термоядерного горения углеродного ядра массы $1,4M_{\odot}$ с начальной температурой $T=8 \cdot 10^9$ К, постоянной по ядру звезды. Получено, что из-за высокой начальной температуры возникает детонационный режим горения и полное разрушение звезды. В последующих работах проведены расчеты для развития тепловой неустойчивостью в вырожденных ядрах звезд, в предположении симулированной детонации, что исключало возможность отрыва ударной волны от зоны горения.

Самосогласованные расчеты гидродинамики и кинетики горения привели к обнаружению нового режима развития тепловой вспышки – дефлаграционного режима, который получил название дефлаграционной модели Сверхновой (ДМСН). К настоящему времени разработаны несколько дефлаграционных моделей СН [2].

Во всех существующих моделях важным процессом, способствующим детонации и взрыва звезд, является возникновение в центре звезды при коллапсе реакций с излучением нейтрино.

К этому следует добавить, что сверхновые могут возникать и при потере вращательной устойчивости. Вращательная энергия нейтронной звезды ($E \approx 10^{50}$ эрг), который формируется в процессе взрыва СН, может обеспечить активность остатка СН в течении его существования.

Настоящее время экспериментально подтверждено, что после Большого Взрыва сначала Вселенная была заполнена только лёгкими веществами -водородом и гелием, затем углерод, кислород, кремний и остальные химические элементы могли образоваться в процессе нуклеосинтеза в центре звезд.

Звезды, как правила совершают свою жизнь в процессе термоядерного синтеза:
 ${}^2\text{D}+{}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}+\text{p}+18,3\text{МэВ}$, ${}^4\text{He}+{}^2\text{D} \rightarrow {}^6\text{Li}+1,5\text{МэВ}$, ${}^6\text{Li}+{}^6\text{Li} \rightarrow {}^{12}\text{C}+28,2\text{МэВ}$ и
 ${}^{12}\text{C}+{}^4\text{He} \rightarrow {}^{16}\text{O}+7,1\text{МэВ}$.

При достижении критической температуры $3 \cdot 10^8$ К происходит поджигание углеродно-кислородной смеси ${}^{16}\text{O}+{}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{28}\text{Si}+16,7\text{MeV}$. При этом звезда сжимается, температура и давление в её центре растёт, вследствие чего, начинаются нейтрино - ядерные реакции и за нескольких секунд звезда взрывается.

После взрыва из космической пыли и туманности образовались звезды и галактики. Затем, термоядерный синтез приводит со временем к обогащению состава внутренних областей звезды тяжёлыми элементами.

Тяжелые (лантаноиды) и сверх тяжелые элементы (актиниды), образуются с медленным (s-процесс) и быстрым (r-процесс) захватом нейтронов, соответственно. Для протекания этих процессов необходимо достаточное количество нейтронов, которые возникают в стадии нейтронизации при коллапсе звезды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burbidge E.M. et all. Rev.Mod. Phys. 1957, vol.29. p.547

2. Чечеткин В.М. Химическая эволюция звезд и галактик. М. космосинформ 1992, 232с
3. Псковский Ю.П. Явления нестационарности и звездная эволюция. Изд. «НАУКА» М.1974, 375с.
4. Perlmutter S. et all. *Astrophus j.* 1999 N1. p.565

ФОТОННЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

М.А. Асланов, Ф.Ш. Мамедов, И.М. Исмаилов

Азербайджанский Архитектурно-Строительный Университет

majid.aslanov@mail.ru

Рассмотрены поляризационные дифракционные решетки, управляемые электрическим полем. Подробно освещены результаты работ под микролазером на различных фотонных структурах с холестерическими и нематическими жидкими кристаллами. Особое внимание уделено новому режиму генерации на вытекающих выводах.

Известно, что в обычных кристаллах электроны дифрагируют на кристаллической решетке с образованием разрешенных и запрещенных зон в их энергетическом спектре. При этом примеси играют роль дефектов, образуя разрешенные уровни в запрещенных зонах. Сравнительно недавно замечена глубокая аналогия между поведением электронов в кристаллах и поведением фотонов в структурах, где показатель преломления периодически меняется на масштабах, соизмеримых с длиной световой волны. Такие структуры называются фотонными кристаллами и могут быть одномерными, двумерными и трехмерными. В настоящей работе под фотонными структурами в широком смысле имеет в виду тонкослойные жидкокристаллические ячейки, обладающие свойствами фотонных кристаллов, чаще всего одномерных, хотя возможны и двумерные решетки и даже объемные трехмерные структуры. Все эти структуры обладают дифракционными свойствами, так или иначе вытекающими из соотношения Брэгга:

$$K\lambda_k = 2dn \cos \alpha \quad (1)$$

где α – угол падения света на структуру с периодом d , n - показатель преломления среды, λ_k – длина волны отраженного света в K -м порядке.

Спектры пропускания и отражения такой структуры хорошо известны. Они зависят от показателя преломления среды, заполняющей зазор между зеркалами. Если зеркала сделаны из металла или прозрачного проводящего окисла индия с сурьмой, то можно прикладывать электрическое напряжение к среде и изменять ее показатель преломления. Тогда спектр резонатора изменяется. Таким образом, заполняя промежуток между зеркалами нематическим жидким кристаллом и прикладывая к нему довольно низкое напряжение, мы радикально изменяем ориентацию его молекул и показатель преломления, а следовательно, поляризацию света, и частотный спектр Фабри-Перо структуры. Примерно так работает жидкокристаллический дисплей, снабженный входным и выходным поляроидами. На основе этой же структуры можно сделать и перестраиваемый лазер на кристалле достаточно в жидком кристалле растворить люминесцирующую краситель и возбудить его молекулы светом накачки. Тогда, наша фотонная структура будет генерировать свет на желаемой частоте, заданной условием (1) и спектром люминесценции красителя.

Как показано в [1], для почти нормально распространяющихся мод в тонкой пленке, не возникает достаточного усиления света для достижения порога лазерной генерации. Но это геометрия позволила впервые измерить анизотропию усиления света в жидком кристалле [2]. Для изучения генерации в нематических жидких кристаллах та же ячейка устанавливается так, чтобы свет распространялся вдоль поверхности стекол. В

частности, если показатель преломления стекол и меньше показателя преломления N_{lc} соответственно ориентированного жидкого кристалла мы наблюдаем волноводный режим распространения мод с низкими номерами k в (1) для фиксированного диапазона длин волн. Но с увеличением K угол α уменьшается, свет выходит из жидкого кристалла и распространяется в стекле под скользящими углами. Мы впервые наблюдали лазерную генерацию на скользких вытекающих модах с низкими номерами K [3]. Вариант аналогичной структуры с призмой из стекла, при условии $n_g > n_{lc}$ позволяет измерять углы и находить номера, так называемых кристаллических мод, вытекающих из стекла. Благодаря более высоким коэффициентам френелевсаого отражения и увеличенной длине за один проход светового луча между подложками, порог генерации на критических модах исключительно низок. Если же исключило наблюдение вытекающих мод с помощью соответствующих «заглушек», структура оказывается удобной для изучения спектров усиления света на нулевой моде, распространяющейся строго параллельно стеклам.

Свет накачки приводит к пространственной модуляции коэффициента усиления и вызывает генерацию. А электрическое напряжение, поданное на электроды, приводит к изменению ее частоты. И, наконец, еще одна интересная ячейка представляет собой дифракционную решетку, управляемую электрическим полем. Голографическая решетка, записанная на полимерном слое, создает периодическую ориентацию жидкого кристалла, которой многократно усиливает дифракционную эффективность решетки и управляет ею с помощью электрического поля.

Ячейка с холестерическим жидким кристаллом, часто используемая в исследованиях лазерных эффектов, очень проста. Для электрооптических приложений поле прикладывается параллельно или перпендикулярно оси спирали, и соответствующая геометрия обсуждается для каждого конкретного эксперимента. Следует отметить, что во всех экспериментальных ячейках, исследованных в настоящей работе, молекулы жидких кристаллов были ориентированы в заранее заданных направлениях с помощью тонких полимерных покрытий на ограничивающих стеклах, чистых или с предварительно нанесенными электродами.

Рассмотрим поближе спиральную холестерическую структуру. Она периодична и демонстрирует все свойства одномерного фотонного кристалла с характерной стоп-зоной в спектре пропускания света, распространяющегося вдоль оси спирали. Длина волны в центре стоп-зоны может быть определена по формуле (1) с $K=1$ и заменой d на $P_0/2$ в соответствии с симметрией структуры, $\lambda_1 = P_0 \langle n \rangle$, $\langle n \rangle = (n_{11} + n_1)/2$ где тензора диэлектрической проницаемости, направленным соответственно параллельно и перпендикулярно директору жидкого кристалла.

Одна из них - это виртуальный фотонный кристалл, состоящий из пяти чередующихся слоев с показателями преломления $n_1=1$ и $n_2=2$, каждый толщиной λ_v . Другая структура - это типичный холестерический жидкий кристалл $N1=1.5$ и $N2=1.7$, образованный 50-ю витками спирали, имеющей период 0.4 мкм. Обе структуры при нормальном падении света ($\cos \alpha = 1$) имеют центр полосы брэгговского отражения на одной и той же длине волны λ_v . Характерными особенностями холестерика является зависимость его пропускания от поляризации света и наличие лишь одной полосы в спектре, легко управляемой составом материала и внешними воздействиями. Что касается ширины стоп-зоны, она определяется исключительно глубиной пространственной модуляции показателя преломления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Корнев В.Н., и др. Физика и химия стекла 2008 Т.34. №4. с.65.
2. Kiselev M.A. и др. Eur.Biophys. 2006. V.35.P.477.
3. Ruocco M.J. Shipley G.G. Biochim. Biophys. Acta. 1982. V.691. P.309.

$Zn_{1-x}Mg_xSe$ QARIŞIQ KRİSTALINDA İHG EFEKTİVLİYİN İNTENSİVLİKDƏN ASILILIĞI

N.N. Heydərov, G.Ə. Səfərova, L.S. Hacıyeva

Bakı Dövlət Universiteti

namiq_1991@inbox.ru

Bu məqalədə $Zn_{1-x}Mg_xSe$ qarışıq kristalda çevrilmə effektivliyinə müxtəlif parametrlərin təsiri altında mövcud olan tədqiqatların nəticələri təqdim edilir.

Anizotrop mühitlərdə şüalanmanın tezlik çevrilməsi prosesinin tədqiqinə və onun parametrlərinin maddənin xüsusiyyətləri ilə əlaqəsinə olan maraq ona əsaslanır ki, çevrilmiş şüalanma verilmiş maddənin xassələri haqqında məlumatı özündə daşıyır. Biz də bundan istifadə edərək nəzəri hesablamalarla kristalın müxtəlif tezlik diapazonunda sinxronizm bucağını, adi və qeyri-adi şüalar üçün sındırma əmsallarını, effektivliyi və effektivliyin müxtəlif parametrlərdən: -koherent uzunluqdan, sinxronizm bucağından, düşən dalğanın intensivliyindən və dalğa vektorunun dəyişməsindən asılılığını tədqiq edəcəyik. Bu ölçmələr xarici temperaturun seçilməsindən, düşən dalğanın intensivlik və tezliyindən, qarışıqın nisbətindən, yəni x -indeksinin seçilməsindən kəskin asılıdır.

Hazırkı işdə təcrübi müsbət heqsəqonal strukturlu olan $Zn_{1-x}Mg_xSe$ kristalında effektivliyin koherent uzunluqdan asılılığı öyrənilir. Tədqiq etdiyimiz biroxlı kristal $A^{II}B^{VI}$ sinifinə aiddir [1]. Bu kristallar geniş şəffaflıq oblastına malikdir. Materialın müvafiq parametrlərini üstələyən aşağı udma və qeyri-xətti optik effektləri özündə birləşdirir. Bizim işdə qarşılıqlı təsirin birinci tipi $ee \rightarrow o$ götürülmüşdür [2].

$Zn_{1-x}Mg_xSe$ kristalı Brigmanın kristal yetişirmə üsulu ilə yetişdirilir. ZnSe və Mg(99.8) metalı x -parametrinin müəyyən qiymətinə uyğun nisbətdə qarışdırılaraq 1850K temperaturda bir neçə saat saxlanılır və sonra əridilmiş kristal 2.4mm/saat sürətlə qızdırıcı sobadan çıxarılır. Alınmış kristal kəsilir və mexaniki cilalanır. Araşdırılan nümunənin qalınlığı 1mm civarında olur [3]. Bu kristal otaq temperaturunda, $x=0,33$ qiymətində, Nd:YAĞ lazeri vasitəsilə şüalanmanın İQ diapazonunun $\lambda=10,6\text{mkm}$ dalğa uzunluğu üçün tədqiq edilib. Burada qeyri xətti effektləri ölçmək üçün şüalar linza vasitəsilə kəşisərək nümunənin üzərinə cəmləşdirilir. Sonra kristal fırladılaraq bucaq asılılığı təyin olunur. İkinci harmonikanın dalğaları filtirlənir və FEG vasitəsi ilə qeyd olunur. x -parametrini dəyişməklə və Mg-tərkibini seçməklə yaxın və orta İQ diapazonda İHG-da 90° -lik qeyri-kritik faza sinxronizm şərtini həyata keçirmək olar. Təcrübi üsulla müəyyən parametrlər: - Selmeyer əmsallarının, χ^2 -kvadratik qeyri xətti qavrayıcılıq təyin olunur. Bu qiymətlər yarımkəçirici kristalın E_g -qadağan olunmuş zonasının qiymətindən asılıdır. Tədqiq etdiyimiz kristal üçün bu qiymətlər $E_g = 3.6\text{eV}$ və $\chi^{(2)} = 0.86 \times 10^{-8} \text{esu}$ -dir [3]. Məlum nəticələrdən istifadə edərək, nəzəri hesablamalarla kristalın effektivliyini və effektivliyin bir neçə parametrdən asılılığını hesablamaq olar.

Birinci tipli skalyar $ee \rightarrow o$ sinxronizm halı üçün biroxlı kristalda Z oxu istiqamətində əsas və ikinci harmonika dalğalarının müstəvi dalğalar şəklində yayılmasına baxaq. Mühitdə xətti itkini nəzərə almaqla əsas dalğanın tezliyinin (ω_1) ikiqat artması prosesi qısaldılmış tənliklər sistemi ilə təsvir olunur [4].

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* \exp(-i\Delta z), \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 \exp(i\Delta z). \end{aligned} \quad (1)$$

Burada A_1, A_2 -düşən dalğanın və ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudlarıdır, $\delta_{1,2}$ - udulma əmsalındır, $\Delta = k_2 - 2k_1$ -fazalar fərqi, $\lambda_{1,2}$ -düşən və ikinci harmonika dalğalarının uzunluqlarıdır. Tənliklər sistemini aşağıdakı sərhəd şərtləri ilə həll edəcəyik:

$$A_1(z=0) = A_{10} \exp(i\varphi_{10}), \quad A_2(z=0) = 0 \quad (2)$$

burada $z=0$ kristalın girişinə uyğundur, φ_{10} -mühitin girişində düşən dalğanın başlanğıc fazasıdır. Sabit intensivlik yaxınlaşmasında (2) sərhəd şərtini nəzərə almaqla kristalın çıxışında ($z=l$) (1) tənliyinin ikinci harmonikanın amplituduna görə həlli aşağıdakı şəkildə olar [5, 6]

$$A_2(l) = -i\gamma_2 A_{10}^2 l \sin c\lambda \exp[2i\varphi_{10} - (\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta)l/2] \quad (3)$$

burada

$$\lambda^2 = 2\Gamma^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta)^2}{4}, \quad \Gamma^2 = \gamma_1\gamma_2 I_{10}, \quad \sin cx = \sin x/x,$$

γ_1, γ_2 dalğaların qeyri-xətti əlaqə əmsalları isə aşağıdakı kimi ifadə olunur

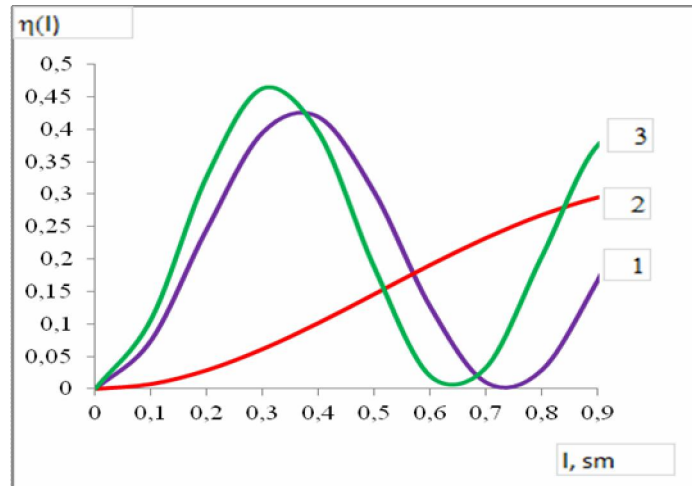
$$\gamma_1 = \frac{8\pi^2 d_{1eff}}{\lambda_1 n(\omega_1)}, \quad \gamma_2 = \frac{8\pi^2 d_{2eff}}{\lambda_2 n(\omega_2)}.$$

(3)-dən görünür ki, uzunluqdan asılı olaraq harmonikanın amplitudu periodik funksiyadır. Bu sərhəd şərtlərindən istifadə edərək $z=l$ qiyməti üçün kristalın effektivliyinin düsturunu alınmışdır:

$$\eta_2(l) = \frac{I_2(l)}{I_{10}} = \gamma_2^2 I_{10} l^2 \sin^2 c\lambda l \exp[-(\delta_2 + 2\delta_1)l]. \quad (4)$$

Lazer şüalanmanın İQ-diapazonda $Zn_{1-x}Mg_xSe$ kristalında tezliyin effektiv çevrilməsinin artma yollarının öyrənilməsi üçün, sabit intensivlik yaxınlaşma üsuluyla alınan çevrilmənin analitik ifadəsinin çoxsaylı hesablamaları aparılmışdır. Məsələnin parametrləri bu kristal üçün [3, 7] mövcud olan müvafiq şərtlərə uyğun olaraq seçilmişdir.

İntensivliyin $I=(0\div 1)GWt/sm^2$ intervalındakı qiymətləri üçün effektivliyin koherent uzunluqdan asılılıq qrafikini qurmuşuq [8].



Şəkil.1. $Zn_{0.67}Mg_{0.33}Se$ kristalında İHG-nin effektivliyinin kristalın l - uzunluğundan

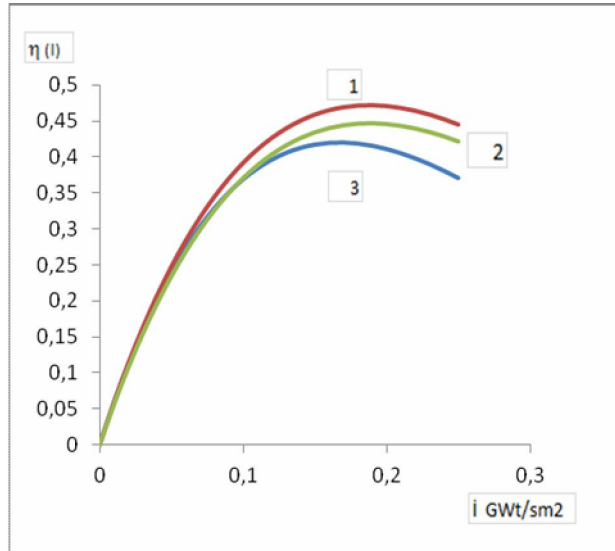
asılılıq qrafiki. Burada $I = 0.5 \frac{GW}{sm^2}$ (1-qrafik); $I = 0.0012 \frac{GW}{sm^2}$ (2-qrafik):

$I = 1 \frac{GW}{sm^2}$ (3- qrafik); $\Delta/2\Gamma = 0.5$ (1,2-qrafiklər); $\Delta/2\Gamma = 0.1$ (3 qrafik):

$\delta_{1,2} = 0,05sm^{-1}$ (1 qrafik), (2 qrafik); (3 qrafik)

Şəkil 1-də intensivliyin, itkinin və $\Delta/2\Gamma$ - nin müxtəlif sabit qiymətlərində effektivliyin uzunluqdan asılılığı göstərilmişdir. $l=0.3\text{sm}$ və $l=0.4\text{sm}$ qiymətində kristalın effektivliyi maksimum olur. Buradan görünür ki, maksimal effektivliyə nail olmaq üçün kristalın ölçüsü təcrübədə alınan ölçüdən 3-4 dəfə böyük olmalıdır.

Şəkil 2-də uzunluğu sabit götürməklə effektivliyin intensivlikdən asılılıq qrafikini almışıq. Şəkildən görüldüyü kimi $\Delta/2\Gamma$ - nin və itkinin qiymətləri azaldıqca effektivlik artır. Demək yüksək effektivlikli kristal almaq üçün qarışıqın nisbəti elə seçilməlidir ki, kristalın Γ -parametri kiçik olsun. Onu da qeyd edək ki, intensivliyin $I = 0.2\text{GWt} / \text{sm}^2$ qiymətində kristalın effektivliyi maksimum olur.



Şəkil 2. $\text{Zn}_{0.67}\text{Mg}_{0.33}\text{Se}$ kristalında İHG-nin effektivliyinin kristalın I - intensivliyindən asılılıq qrafiki. Burada $l=1\text{mm}$ (1-3 qrafiklər); $\delta_{1,2}=0.05$ (1,3 qrafiklər); $\delta_{1,2}=0.1$ (2 qrafik); $\Delta/2\Gamma=0.05$ (1-qrafik); $\Delta/2\Gamma=0.005$ (2-qrafik); $\Delta/2\Gamma=0.5$ (3-qrafik).

Alınan nəticələr təcrübə nəticələrinə uyğundur. Ümumi olaraq belə nəticəyə gəlirik ki, təcrübədə bizə lazım olan parametrlərin kristal ala bilsək bu zaman yüksək effektivliyə nail ola bilərik. Bu da lazımlar fizikasının inkişafına təkan verən başlıca amildir.

İşin üstünlüyü və yeniliyi ondan ibarətdir ki, bizim seçdiyimiz tezlik diapazonu və qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların faza dəyişdirilməsini nəzərə alan sabit intensivlik yaxınlaşmasında yüksək effektivliyin alınmasıdır. Bu $\text{Zn}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Se}$ qarışıq tipli biroxlular kristallarda İHG-nin həyata keçirilməsi imkanını təsdiqləyir.

ƏDƏBİYYAT

1. Физика соединений $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ / [авт.: Л.А. Бовина [и др.]; под ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкмана. - М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986
2. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. Некритичный по температуре синхронизм при ГВГ в кристалле КТР. *Квантовая электроника*, 25, 963, 1998
3. Derkowska B., Essaidi Z., Sahraoui B., Marasek A., Firszt F., Kujawa M. Nonlinear optical properties of $\text{Zn}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Se}$ and $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Se}$ crystals, *Optical materials*, 31 (2009) 518-522.
4. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика*, М.: Физматлит, 1982
5. Z.H. Tagiev, and A.S. Chirkin, Fixed intensity approximation in the theory of nonlinear waves, *Zh.Eksp. Teor. Fiz.*, 73 (1977) 1271-1282

6. 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
7. N. Kovalenko $Zn_{1-x}Mg_xSe$: a promising material for non-linear optics, *J. of Nonlinear Optical Physics and Materials*, v.20, No 2, 2011, p. 123-127
8. Rena J. Kasumova, SHG in IR Region in Mixed $Zn_{1-x}Mg_xSe$ crystals, *American Journal of Optics and Photonics*. Vol. 1, No. 4, 2013

HİQQS BOZONUN LEPTON (KVARK) CÜTÜNƏ ÇEVRİLMƏSİ

S.Q. Abdullayev, M.Ş. Qocayev, F.A. Saddih

Bakı Dövlət Universiteti

s.abdullayev@mail.ru, m.qocayev@mail.ru, f.seddig@yahoo.com

Böyük Hadron Kollayderində aparılan eksperimentlərdə kütləsi 125 Gev tərtibində olan Hiqqz bozon kəşf edildi. Hiqqz bozonun kəşfi ilə əlaqədar olaraq onun müxtəlif çevrilmə kanallarının nəzəri öyrənilməsi mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Bu işdə Hiqqz bozonun fermion-antifermion cütünə çevrilməsi prosesinə baxılmışdır:

$$H(p) \Rightarrow f(p_1, s_1) + \bar{f}(p_2, s_2). \quad (1)$$

Mötərizələrdə zərrəciklərin 4-ölçülü impuls və spin vektorları göstərilmişdir.

Standart Modelə görə, Hiqqz bozonun spini sıfır, P və C cütlükləri müsbətdir: $J^{PC} = 0^{++}$. Skalyar Hiqqz bozonun fermion-antifermion cütünə çevrilməsi prosesinin amplitudu

$$M(H \Rightarrow f\bar{f}) = \frac{m_f}{\eta} [\bar{u}(p_1, s_1) v(p_2, s_2)] H(p) \quad (2)$$

şəklində yazılır; burada m_f – fermionun kütləsi, $\eta = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ GeV – Hiqqz bozon sahəsinin vakuüm qiyməti, G_F – zəif qarşılıqlı təsirin Fermi sabiti, $H(p)$ – Hiqqz bozonun vahidə normalanmış dalğa funksiyasıdır.

Kütlə mərkəzi sistemində (1) çevrilməsinin amplitudunun kvadratı üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır:

$$|M(H \rightarrow f\bar{f})|^2 = \left(\frac{m_f}{\eta}\right)^2 N_c \left\{ \left(\frac{1}{2} M_H^2 - 2m_f^2\right) [1 - (s_1 \cdot s_2)] + (p_1 \cdot s_2)(p_2 \cdot s_1) \right\}, \quad (3)$$

burada N_c – rəng vuruğu olub, leptonlar halında $N_c = 1$ -ə, kvarklar halında isə $N_c = 3$ -ə bərabərdir.

CP-cüt skalyar Hiqqz bozonla yanaşı CP-tək A mezonun da çevrilməsi nəzərdən keçirilir [1]. Belə mezon $J^{PC} = 0^{+-}$ kvant ədədləri ilə xarakterizə olunur. CP-tək bozonun fermion-antifermion cütünə çevrilməsi prosesinin amplitudu

$$M(A \rightarrow f\bar{f}) = \frac{m_f}{\eta} N_c [\bar{u}(p_1, s_1) \gamma_5 v(p_2, s_2)] A(p), \quad (4)$$

şəklində malikdir. Həmin amplitudun kvadratı üçün isə

$$|M(A \rightarrow f\bar{f})|^2 = \left(\frac{m_f}{\eta}\right)^2 N_c \left\{ \frac{1}{2} M_A^2 [1 + (s_1 \cdot s_2)] - (p_1 \cdot s_2)(p_2 \cdot s_1) \right\}, \quad (5)$$

ifadəsi alınmışdır.

Ümumi halda elə bir Φ -bozonu nəzərdən keçirək ki, onun $f\bar{f}$ -cütü ilə qarşılıqlı təsiri CP-cüt və CP-tək hədlərin cəmindən ibarət olsun, onda

$$M(\Phi \rightarrow f\bar{f}) = \frac{m_f}{\eta} [\bar{u}(p_1, s_1) (a + b\gamma_5) v(p_2, s_2)] \Phi(p), \quad (6)$$

Buradan $a=1, b=0$ olduqda CP-cüt (3) amplitudu, $a=0, b=1$ olduqda isə (5) CP-tək amplitudu alınır.

Φ bozonun fermion-antifermion cütünə çevrilməsi ehtimalı matris elementinin kvadratı ilə mütənasibdir:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\Omega}(s_1, s_2) = & \frac{\beta_f}{64\pi^2 M_\Phi} |M|^2 = \frac{N_c \beta_f m_f^2}{64\pi^2 M_\Phi} \sqrt{2} G_F \left\{ [|a|^2 + |b|^2] \left[\frac{1}{2} M_\Phi^2 - m_f^2 + m_f^2 (s_1 \cdot s_2) \right] - \right. \\ & - [|a|^2 - |b|^2] \left[(p_1 \cdot s_2)(p_2 \cdot s_1) - \left(\frac{1}{2} M_\Phi^2 - m_f^2 \right) (s_1 s_2) - m_f^2 \right] + \\ & \left. + 2 \operatorname{Re}(ab^*) m_f [(p_2 \cdot s_1) + (p_1 \cdot s_2)] + 2 \operatorname{Im}(ab^*) \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\mu} p_{2\nu} s_{1\rho} s_{2\sigma} \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

burada $\beta_f = \sqrt{1 - 4m_f^2/M_\Phi^2}$ – fermionun sürətidir.

$\operatorname{Re}(ab^*)$ və $\operatorname{Im}(ab^*)$ ilə mütənasib olan hədlər CP-cütlüyünü pozan hədlərdir. Fermion-antifermion cütünün spinlərinə görə cəmləmə apardıqda bu iki hədd sıradan çıxır.

Əvvəlcə fərz edək ki, fermion-antifermion cütü eninə polarizə olunmuşdur: $s_1 = (0, \vec{\eta}_1)$, $s_2 = (0, \vec{\eta}_2)$, burada $\vec{\eta}_1$ və $\vec{\eta}_2$ – fermion və antifermionun spinləri istiqamətində vahid vektorlardır. Bu halda $\Phi \Rightarrow f + \bar{f}$ çevrilməsinin ehtimalı üçün alırıq:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega}(\vec{\eta}_1, \vec{\eta}_2) = \frac{N_c \beta_f m_f^2}{64\pi^2 M_\Phi} \sqrt{2} G_F \left[|a|^2 \left(\frac{1}{2} M_\Phi^2 - 2m_f^2 \right) (1 + \vec{\eta}_1 \vec{\eta}_2) + |b|^2 \frac{1}{2} M_\Phi^2 (1 - \vec{\eta}_1 \vec{\eta}_2) \right], \quad (8)$$

Eninə polarizə olunmuş fermion cütü yaranarkən Φ bozonun CP-cüt və ya CP-tək zərrəcik hallarını bir-birindən fərqləndirmək mümkündür. Belə ki, fermion və antifermionun spinləri paralel olduqda $\vec{\eta}_1 \cdot \vec{\eta}_2 = 1$ -dir və Φ bozonun çevrilməsi yalnız CP-cüt variant hesabına mümkündür:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega}(\vec{\eta}_1 \vec{\eta}_2 = 1) \sim \beta_f |a|^2 (M_\Phi^2 - 4m_f^2) \sim \beta_f^3 |a|^2, \quad (9)$$

Fermionla antifermionun spinləri antiparalel olduqda isə $\Phi \Rightarrow f + \bar{f}$ çevrilməsi CP-tək hal üçün mümkün olacaqdır:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega}(\vec{\eta}_1 \vec{\eta}_2 = -1) \sim \beta_f |b|^2, \quad (10)$$

Maraqlı cəhət odur ki, böyük kütləli fermion cütü yarananda CP-cüt halda ehtimal β_f^3 kimi, CP-tək ($a=0$) halda isə β_f kimi sıfıra yaxınlaşır.

İndi də fermion-antifermion cütünün uzununa polarizə olduğu hala baxaq:

$$s_1 = \frac{E_f}{m_f} \lambda_1(\beta_f, \vec{n}), \quad s_2 = \frac{E_f}{m_f} \lambda_2(\beta_f, -\vec{n}),$$

burada λ_1 və λ_2 – fermion və antifermionun spirallıqları, \vec{n} – fermionun impulsu istiqamətində vahid vektor, E_f – fermionun (antifermionun) enerjisidir.

Φ bozonun uzununa polarizə olunmuş fermion-antifermion cütünə çevrilməsinin tam ehtimalı bərabərdir:

$$\begin{aligned} \Gamma(\lambda_1, \lambda_2) = & \frac{N_c}{16\pi} \frac{\beta_f}{M_\Phi} m_f^2 \sqrt{2} G_F \left\{ [|a|^2 + |b|^2] \left(\frac{1}{2} M_\Phi^2 - m_f^2 \right) (1 + \lambda_1 \lambda_2) - \right. \\ & \left. - [|a|^2 - |b|^2] m_f^2 (1 + \lambda_1 \lambda_2) + \operatorname{Re}(ab^*) M_\Phi^2 \beta_f (\lambda_1 + \lambda_2) \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

Bu ifadə onu göstərir ki, yalnız $\lambda_1\lambda_2 = +1$ olduqda, yəni fermionla antifermionun spirallıqları eyni olduqda ($\lambda_1 = \lambda_2 = \pm 1$) $\Phi \Rightarrow f + \bar{f}$ çevrilməsi mümkündür. Bu $\Phi \Rightarrow f + \bar{f}$ çevrilməsində tam momentin saxlanma qanunu ilə əlaqədardır. Variantların $\Gamma(\lambda_1 = \lambda_2 = +1) - \Gamma(\lambda_1 = \lambda_2 = -1)$ ehtimalları fərqi CP-cüt və CP-tək halların interferensiyası haqqında informasiya mənbəyidir:

$$\Gamma(\lambda_1 = \lambda_2 = +1) - \Gamma(\lambda_1 = \lambda_2 = -1) \sim \text{Re}(ab^*) . \quad (12)$$

Həmin ehtimalların cəmi CP-cüt, həm də CP-tək variantlarda mümkündür:

$$\Gamma(\lambda_1 = \lambda_2 = +1) + \Gamma(\lambda_1 = \lambda_2 = -1) \sim \beta_f [\beta_f^2 |a|^2 + |b|^2] . \quad (13)$$

Beləliklə, CP-cüt (CP-tək) bozonun çevrilməsi prosesində yaranan fermion-antifermion cütü ya sol, ya da sağ spiral hallarda ola bilər [2]: $\Phi \Rightarrow f_L + \bar{f}_L$, $\Phi \Rightarrow f_R + \bar{f}_R$.

Fermion-antifermion cütünün spin hallarına görə cəmlənmiş tam ehtimalın ifadəsi aşağıdakı kimi təyin edilir:

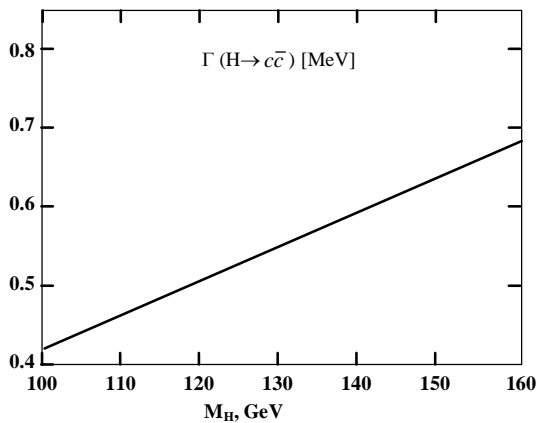
a) CP-cüt variantda

$$\Gamma(H \Rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F N_C}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_f^2 \beta_f^3 ; \quad (14)$$

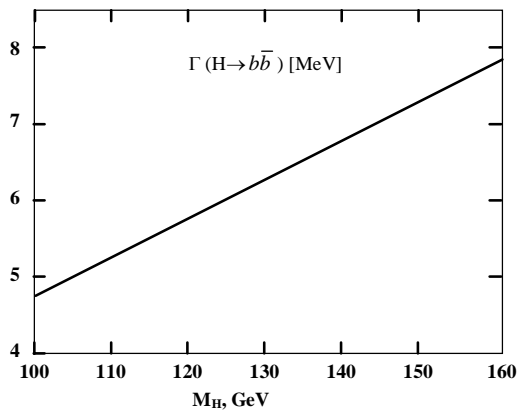
b) CP-tək variantda

$$\Gamma(A \Rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F N_C}{4\sqrt{2}\pi} M_A m_f^2 \beta_f . \quad (15)$$

1 və 2 şəkillərində $H \Rightarrow c + \bar{c}$ və $H \Rightarrow b + \bar{b}$ çevrilmə kanallarının ehtimallarının Hiqqs bozonun kütləsindən asılılıq qrafikləri verilmişdir. c - və b -kvarkların kütlələri uyğun olaraq $m_c = 1,6$ GeV və $m_b = 4,8$ GeV qəbul edilmişdir. Qrafiklərdən görüldüyü kimi, Hiqqs bozonun kütləsinin artması ilə çevrilmə ehtimalı artır.



Şəkil 1. $H \Rightarrow c\bar{c}$ çevrilmə ehtimalının M_H kütləsindən asılılığı



Şəkil 2. $H \Rightarrow b\bar{b}$ çevrilmə ehtimalının M_H kütləsindən asılılığı

ƏDƏBİYYAT

1. Djonadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome I: The Higgs boson in the Standard Model: arXiv: hep-ph/0503172v1, 2005
2. Abdullayev S.Q., Saddigh F.A. Hiqqs bozonun çevrilmə kanalları // Bakı Universitetinin Xəbərləri. Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası. Bakı, 2014, №1, səh. 142-151

HİQQS BOZONUN ŞÜALANMASI PROSESİ

S.Q. Abdullayev, M.Ş. Qocayev, F.A. Saddih

Bakı Dövlət Universiteti,

s_abdullayev@mail.ru, m_qocayev@mail.ru, f_seddig@yahoo.com

Böyük Hadron Kollayderində proton-proton toqquşmaları ilə bağlı təcrübələrdə Hiqqs bozonun varlığı aşkarlanmışdır. Onun kütləsinin 125 Gev olduğu məlum olmuşdur. Hiqqs bozonun kəşfi ilə əlaqədar olaraq onun müxtəlif yaranma kanallarının nəzəri öyrənilməsi mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Təqdim olunan işdə elektron-pozitron toqquşmasında Hiqqs bozonun aralıq Z^0 -bozon tərəfindən şüalandırılması prosesinə baxılmışdır:

$$e^- + e^+ \rightarrow Z^* \rightarrow H + Z^0. \quad (1)$$

Prosesin Feynman diaqramı 1-ci şəkildə təsvir edilmişdir, mötərizələrdə zərrəciklərin 4-ölçülü impuls-ları göstərilmişdir.

Məlumdur ki, elektronun və Hiqqs bozonun aralıq Z^0 -bozonla qarşılıqlı təsir laqranjianları aşağıdakı kimi yazılır [1]:

$$L_{eeZ} = \frac{e}{2\sin\theta_w \cdot \cos\theta_w} \bar{e} \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] e Z_\mu, \quad L_{ZZH} = \frac{eM_Z}{2\sin\theta_w \cdot \cos\theta_w} Z_\mu Z_\nu g_{\mu\nu} H, \quad (2)$$

burada $g_L = -1/2 + \sin^2\theta_w$ və $g_R = \sin^2\theta_w$ – elektronun Z^0 -bozonla sol və sağ rabitə sabitləri, θ_w – Vaynberq bucağıdır. Feynman diaqramına uyğun matris elementini yazaq:

$$M(e^-e^+ \rightarrow HZ^0) = \frac{e^2 M_Z}{4x_w(1-x_w)} D_Z U_\mu(q) \bar{v}(p_2) \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_1), \quad (3)$$

Burada $D_Z = (s - M_Z^2)^{-1}$, $U_\mu(q)$ – Z^0 -bozonun polyarizasiya vektoru, $s = p^2 = (p_1 + p_2)^2$ – kütlə mərkəzi sistemində e^-e^+ -cütünün enerjiləri cəminin kvadratı, $x_w = \sin^2\theta_w$ – Vaynberq parametridir. Kütlə mərkəzi sistemində Hiqqs bozonun şüalandırılması prosesinin diferensial effektiv kəsiyi üçün

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow HZ^0)}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2x_w^2(1-x_w)^2} \cdot \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s - M_Z^2)^2} \cdot \frac{q_H}{\sqrt{s}} \left(M_Z^2 + \frac{1}{2} q_H^2 \sin^2\theta \right) \quad (4)$$

ifadəsi alınmışdır, burada θ – elektronla Hiqqs bozonun impuls-ları arasındakı bucaq, q_H – Hiqqs bozonun üçölçülü impulsunun moduludur və

$$q_H = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{(s - M_H^2 - M_Z^2)^2 - 4M_H^2 M_Z^2} \quad (5)$$

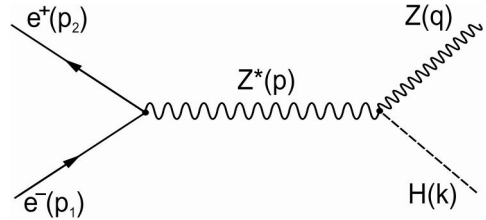
ifadəsi ilə verilir.

Elektron-pozitron toqquşmasında Hiqqs bozonun yaranması prosesinin tam effektiv kəsiyi bərabərdir:

$$\sigma(e^-e^+ \rightarrow HZ^0) = \frac{\pi\alpha^2}{x_w^2(1-x_w)^2} \cdot \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s - M_Z^2)^2} \cdot \frac{q_H}{\sqrt{s}} \left(M_Z^2 + \frac{1}{3} q_H^2 \right). \quad (6)$$

Elektron-pozitron cütünün enerjiləri cəmi $\sqrt{s} = 500$ GeV və Hiqqs bozonun kütləsi $M_H = 125$ GeV olduqda $e^-e^+ \rightarrow HZ^0$ prosesinin effektiv kəsiyinin

$$\frac{1}{\sigma \cos\theta} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{3}{4} \cdot \frac{2M_Z^2 + q_H^2 \sin^2\theta}{3M_Z^2 + q_H^2} \quad (7)$$



Şək. 1. $e^-e^+ \rightarrow HZ^0$ prosesinin Feynman diaqramı.

bucaqlara görə paylanması 2-ci şəkildə təsvir edilmişdir (1 əyrisi). Hiqqs bozonun θ çıxış bucağının artması ilə effektiv kəsik əvvəlcə artır və $\theta = 90^\circ$ olduqda maksimuma çatır. Bucağın sonrakı artması ilə $e^-e^+ \rightarrow HZ^0$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi azalmağa başlayır.

Qeyd edək ki, şüalanma prosesində Hiqqs bozonun bucaqlara görə paylanması onun CP-cütlüynə çox həssasdır. (4) düsturundan görüldüyü kimi, skalyar Hiqqs bozonun ($J^{PC} = 0^{++}$) bucaqlara görə paylanması

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow HZ^0)}{d \cos \theta} \sim q_H^2 \sin^2 \theta + M_Z^2 \rightarrow \xrightarrow{s \gg M_Z^2} \sin^2 \theta \quad (8)$$

xarakterlidir. Skalyar Hiqqs bozonla yanaşı

pseudoskalyar bozonun da şüalandırılmasını nəzərdən keçirirlər [2]: $e^- + e^+ \rightarrow Z + A$. Belə bozonun şüalandırılması prosesinin effektiv kəsiyi aşağıdakı düsturla verilir:

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow AZ^0)}{d \cos \theta} = \frac{2\pi\alpha^2}{x_w^2(1-x_w)^2} \cdot \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s - M_Z^2)^2} \cdot \sqrt{s} \frac{q_H^3}{M_Z^2} (1 + \cos^2 \theta), \quad (9)$$

yəni bucaqlara görə paylanma $(1 + \cos^2 \theta)$ xarakterlidir.

2-ci şəkildə verilmiş 2 əyrisi $e^-e^+ \rightarrow AZ^0$ prosesində A bozonun bucaqlara görə paylanmasını təsvir edir:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \cos \theta} = \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta). \quad (10)$$

Skalyar və pseudoskalyar bozonların qarışığından ibarət Φ -bozonun virtual və real Z^0 -bozonlarla qarşılıqlı təsiri

$$g_{ZZ\Phi} = g_{ZZH} \left(g_{\mu\nu} + \frac{i\nu}{M_Z^2} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} P_\rho q_\sigma \right) \quad (11)$$

ifadəsi ilə verilir, burada ν – vahidsiz parametrdir.

$e^- + e^+ \rightarrow Z^0 + \Phi$ prosesində Φ -bozonun bucaqlara görə paylanması ümumi şəkildə aşağıdakı ifadə ilə verilir:

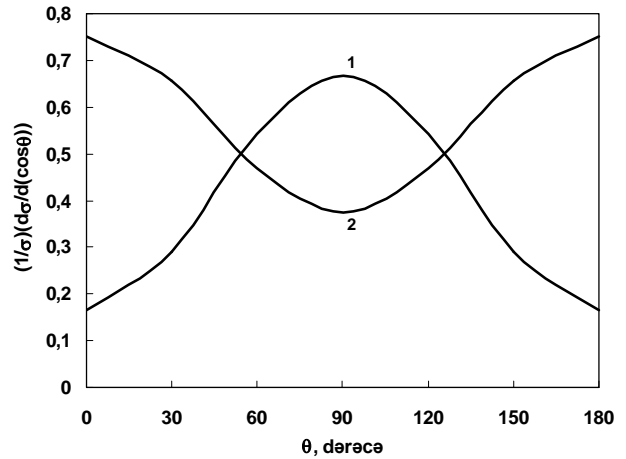
$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow \Phi Z^0)}{d \cos \theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2x_w^2(1-x_w)^2} \cdot \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s - M_Z^2)^2} \cdot \frac{q_H}{\sqrt{s}} M_Z^2 \times \left[1 + \frac{q_H^2}{2M_Z^2} \sin^2 \theta + 4\nu \frac{g_L^2 - g_R^2}{g_L^2 + g_R^2} \frac{q_H^2}{M_Z^2} \cos \theta + 4\nu^2 \frac{s q_H^2}{M_Z^4} (1 + \cos^2 \theta) \right]. \quad (12)$$

Burada ν ilə mütənasib olan interferensiya həddi Φ -bozonun yaranması prosesində CP-cütlüynün pozulması ilə əlaqədardır. CP-cütlüynün pozulması nəticəsində $e^- + e^+ \rightarrow Z^0 + \Phi$ prosesində irəli-geri asimmetriya yaranır:

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \sim 4\nu \frac{g_L^2 - g_R^2}{g_L^2 + g_R^2}, \quad (13)$$

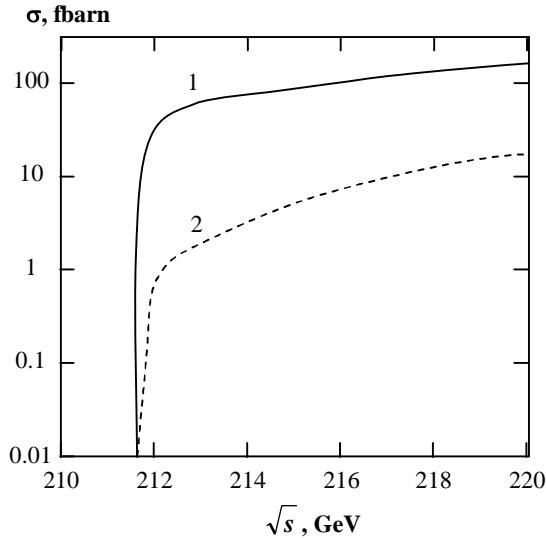
burada σ_F və σ_B – Φ -bozonun irəli və geri istiqamətlərdə şüalandırılmasının effektiv kəsikləridir.

$e^-e^+ \rightarrow \Phi Z^0$ prosesi üçün bucaqlara görə inteqrallanmış tam effektiv kəsik bərabərdir:

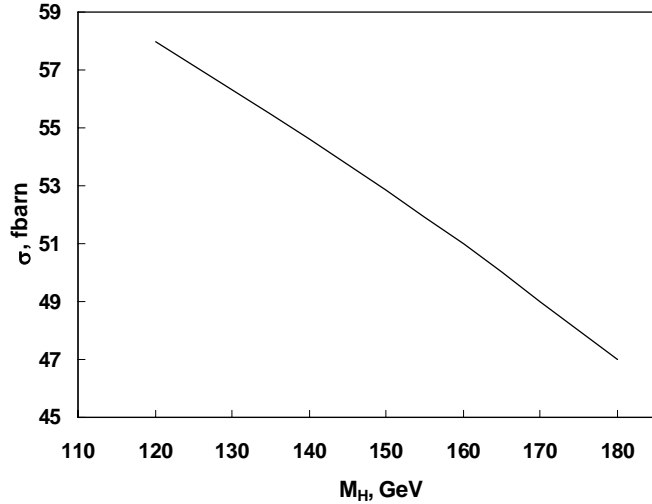


Şəkl. 2. $e^-e^+ \rightarrow HZ^0$ prosesində Hiqqs bozonun (1 əyrisi) və $e^-e^+ \rightarrow AZ^0$ prosesində pseudoskalyar bozonun (2 əyrisi) bucaqlara görə paylanması.

$$\sigma(e^-e^+ \rightarrow \Phi Z^0) = \frac{\pi\alpha^2}{x_w^2(1-x_w)^2} \cdot \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s-M_Z^2)^2} \cdot \frac{q_H M_Z^2}{\sqrt{s}} \left[1 + \frac{1}{3} \frac{q_H^2}{M_Z^2} + \frac{16}{3} v^2 \frac{s q_H^2}{M_Z^4} \right]. \quad (14)$$



Şəkil 3. $e^-e^+ \rightarrow \Phi Z^0$ prosesində enerjiyə görə paylanma: 1 – $\Phi = H$ olduqda; 2 – $\Phi = A$ olduqda ($v=1$ və $M_\Phi=120$ GeV).



Şəkil 4. $e^-e^+ \rightarrow HZ^0$ prosesinin effektiv kəsiyinin Higgs bozonunun kütləsindən asılılığı.

Astana enerjisi yaxınlığında skalyar Higgs bozonun və psevdoskalyar A -bozonun yaranması proseslərinin tam effektiv kəsikləri bir-birindən kəskin şəkildə fərqlənir:

$$\sigma(e^-e^+ \rightarrow HZ^0) \sim \frac{q_H}{\sqrt{s}}, \quad \sigma(e^-e^+ \rightarrow AZ^0) \sim \frac{q_H^3 \sqrt{s}}{M_Z^4}. \quad (15)$$

Bozonun kütləsi $M_\Phi = 120$ GeV olduqda $e^-e^+ \rightarrow \Phi Z^0$ prosesinin tam effektiv kəsiyinin astana enerjisi yaxınlığında ($q_H \Rightarrow 0$) enerjidən asılılığı 3-cü şəkildə təsvir edilmişdir. Şəkildəki 1 əyrisi Higgs bozonun yaranması ($\Phi = H$), 2 əyrisi isə psevdoskalyar A -bozonun ($\Phi = A$) yaranması halına uyğundur. Göründüyü kimi, $\sqrt{s}=220$ GeV olduqda $e^-e^+ \rightarrow HZ^0$ prosesinin effektiv kəsiyi $e^-e^+ \rightarrow AZ^0$ prosesinin effektiv kəsiyindən təqribən bir tərtib böyükdür.

Elektron-pozitron dəstələrinin enerjisinin $\sqrt{s}=500$ GeV qiymətində $e^-e^+ \rightarrow HZ^0$ prosesinin tam effektiv kəsiyinin Higgs bozonun kütləsindən asılılıq qrafiki 4-cü şəkildə göstərilmişdir. Qrafikdən görünür ki, Higgs bozonun kütləsinin artması ilə effektiv kəsik azalır. Belə ki, $M_H = 120$ GeV olduqda effektiv kəsik 58 fbarn, $M_H = 180$ GeV olduqda isə 47 fbarn-dır.

ƏDƏBİYYAT

1. Abdullayev S.Q. Lepton-lepton və lepton-hadron qarşılıqlı təsirlərində zəif cərəyan effektləri (I-Hissə). Bakı, 2012, «AM965 MMC» nəşriyyatı, 484 səh.
2. Djonadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome I: The Higgs boson in the Standard Model: arXiv:hep-ph/0503172v1, 2005

4.2QeV/c impulsu $p + {}^{12}\text{C}$ qarşılıqlı təsirində mezon rezonansının əmələgəlməsi

¹Y.H. Hüseyinliyev, ¹L.Y. Hüseyinliyeva, ²G.Q. Məmmədova,

¹Ü.S. Əliyeva, ¹N.E. Əmirova

¹Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti, ²Bakı Biznes və Kooperasiya Kolleci

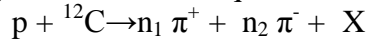
yashartur@yahoo.com

Kollektiv hadisələr, məsələn rezonansın əmələgəlməsi haqqında məlumat almaq üçün 4,2QeV/c impulsu pC qarşılıqlı təsirində yaranan müsbət və mənfi yüklü π -mezonun xassələri öyrənilmişdir. Zərrəciklər sayının, onların impuls, impulsun eninə toplananı, polyar və azimutal bucaqlarından asılılıqlarına baxılmışdır. Verilənlər Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutunda, propanla doldurulmuş 2 metrlik qabarlıq kameradan (Dubna, Rusiya) alınmışdır.

Giriş. Hadron-nüvə qarşılıqlı təsiri kollektiv hadisələrin (rezonans, kvark-qlüon plazması, mezon kondensatı və s.) öyrənilməsi baxımından çox aktualdır. Bu nöqtəyi nəzərdən konkret olaraq 4.2QeV/c impulsu $p+{}^{12}\text{C}$ qarşılıqlı təsirində mezon rezonansının əmələgəlməsi məsələsinə baxılır.

pC qarşılıqlı təsiri üçün eksperimental metod və eksperimental nəticələr. Eksperimental verilənlər Dubna sinxrotronundan [1] alınan protonların (1nuklona düşən proton impulsu 4.2QeV/c-dir) Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutunun (Dubna şəhəri, Rusiya) yüksək enerjilər laboratoriyasında yerləşən 2m hündürlüyündə qabarlıq propan (C_3H_8) kamerası ilə qarşılıqlı təsirdən alınmışdır.

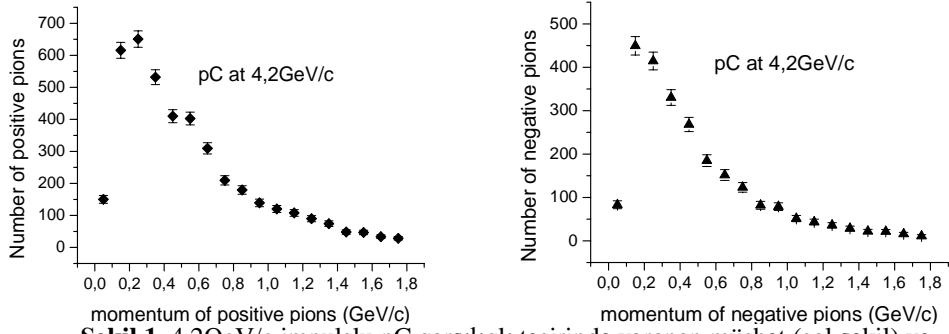
Bu məqalədə hadron-nüvə qarşılıqlı təsiri olaraq 4.2QeV/c impulsu protonların proton və karbon nüvəsi ilə toqquşmasına, yəni konkret olaraq



hadron-nüvə reaksiyasına baxılır: (n_1 və n_2 , uyğun olaraq π^+ və π^- sayı, X isə reaksiyada yaranan digər zərrəcik və ya nüvələrdir) və bu zaman yaranan ikinci π^+ və π^- -mezonların xarakteristikalarına əsasən mezon rezonansının əmələgəlməsi tədqiq olunur. Zərrəciklərin xarakteristikaları olaraq impuls (p), impulsun eninə toplananı (p_t), uçma bucağı və ya polyar bucaq (ϑ), azimutal bucaq (φ) kimi dəyişənlərdən istifadə olunmuşdur.

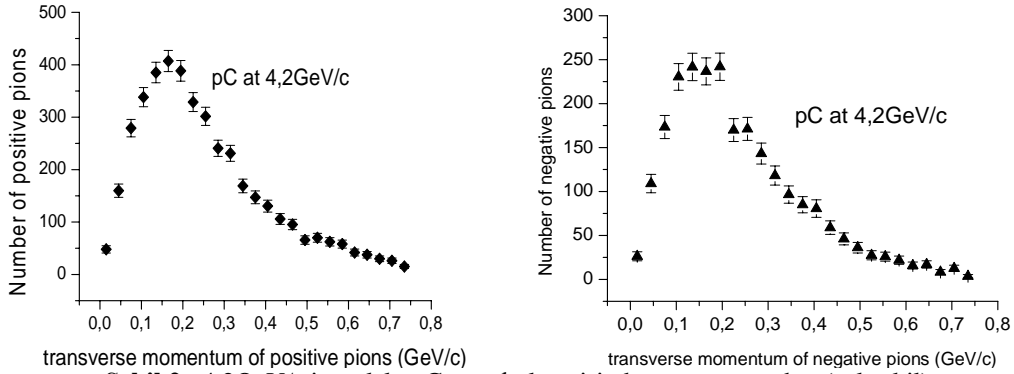
Eksperimentdə yüklü qəribə zərrəciklərin qarışığı 1%-i aşmır. Buna görə də identifikasiya olunmuş elektronlardan başqa bütün mənfi yüklü zərrəciklər mənfi yüklü pionlar hesab olunmuşdur. Tədqiq olunan toqquşmalarda identifikasiya olmayan elektronların qarışığı praktiki olaraq yoxdur. İzinin uzunluğu 5mm-dən çox olan protonlar dəstəsində δ elektronların orta sıxlığı $0.21 \pm 0.001 \text{ sm}^{-1}$. Müsbət zərrəciklərə müsbət pionlar, protonlar və nüvənin (deyterium, tritium) birqat yüklənmiş ağır fraqmentləri daxildir. Alınmışdır ki, $P_{\pi^+} = (0.5-2.0)\text{QeV/c}$ impuls intervalında müsbət yüklü zərrəciklərin ümumi sayında müsbət pionların payı 13.5%-i aşmır. Mənfi yüklü pionlar üçün 0.08QeV/c impulsu propan kamerasında, mənfi yüklü pionların qeyd olunması üçün impulsun astana qiymətidir. Bu astana impulsundan kiçik qiymətlərdə zərrəciklərin qeyd olunması çox zəifdir. Biz 4.2QeV/c impulsda 4753 qeyri-elastiki pp və 4.2QeV/c impulsda 6736 qeyri-elastiki pC qarşılıqlı təsirlərini analiz etmişik. Hər 2 qarşılıqlı təsirdə kollektiv hadisələr (məsələn, nüvədə rezonansın əmələ gəlməsi) haqqında məlumat əldə etmək üçün mənfi və müsbət yüklü pionların xassələri tədqiq olunmuşdur.

Şəkil 1 -də pC qarşılıqlı təsirdə müqayisəli şəkildə yaranan müsbət və mənfi yüklü pionlar sayının onların impulsundan asılılıqları verilmişdir. Şəkildən görünür ki, $p < 0.25\text{QeV/c}$ və $p > 0.25\text{QeV/c}$ aralıklarında müsbət və mənfi yüklü pionlar sayı azalır. $p \sim 0.25\text{QeV/c}$ impulsu müsbət yüklü pionlar sayı daha çoxdur. Bu, reaksiyadan əvvəl müsbət yüklərin sayının artıqlığı ilə bağlıdır.



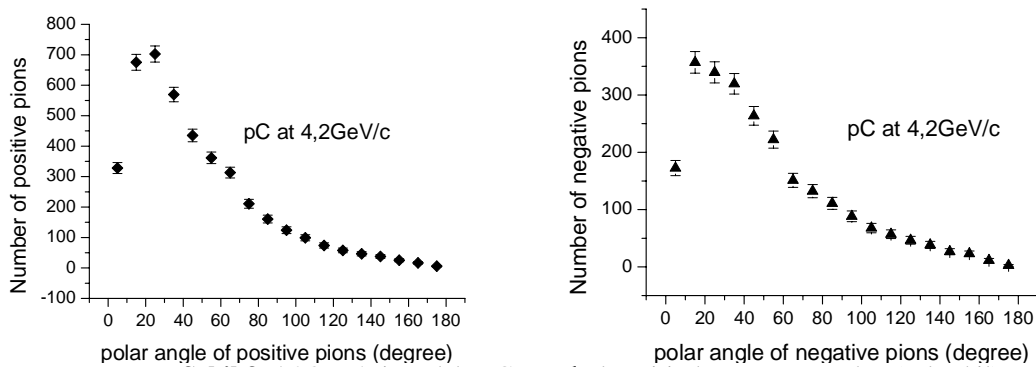
Şəkil 1. 4.2 GeV/c impulsu pC qarşılıqlı təsirdə yaranan müsbət (sol şəkil) və mənfi yüklü pionlar sayının onların impulsundan asılılığı

Şəkil 2-də pC qarşılıqlı təsirdə yaranan müsbət yüklü pionlar sayının onların impulsunun eninə toplananından asılılıqları verilmişdir. Şəkildən görünür ki, $p_t < 0.15 \text{ GeV}/c$ və $p_t > 0.15 \text{ GeV}/c$ impuls intervallarında pionların sayı azalır. $p_t \sim 0.15 \text{ GeV}/c$ impulsu müsbət pionlar sayı mənfi yüklü pionlarınkindən daha çoxdur. Bu, reaksiyadan əvvəl müsbət yüklərin sayının artıqlığı ilə bağlıdır.



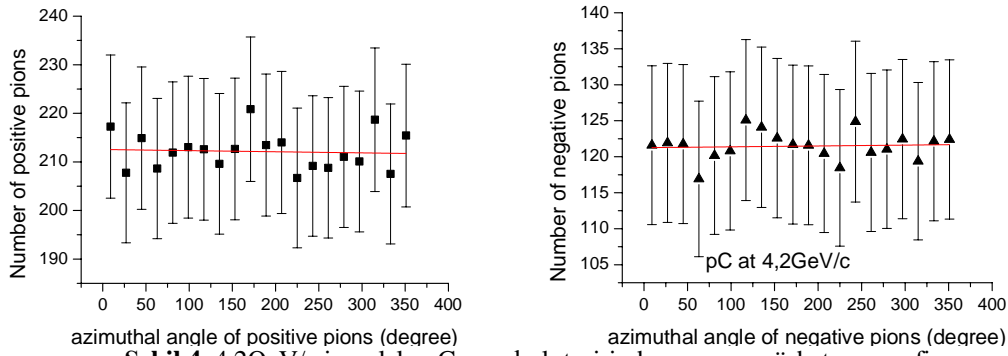
Şəkil 2. 4.2 GeV/c impulsu pC qarşılıqlı təsirdə yaranan müsbət (sol şəkil) və mənfi yüklü pionlar sayının onların impulsunun eninə toplananından asılılığı

Şəkil 3-də pC qarşılıqlı təsirdə yaranan müsbət və mənfi yüklü pionlar sayının onların meyl bucağından (θ) asılılıqları verilmişdir. Şəkildən görünür ki, kiçik bucaqlarda $\theta \sim 20^\circ$ ətrafında əmələ gələn pionlar sayı daha çoxdur. Bu, reaksiyadan əvvəl müsbət yüklərin sayının artıqlığı ilə bağlıdır. $\theta < 20^\circ$ və $\theta > 20^\circ$ intervallarında isə pionların sayı azalır.



Şəkil 3. 4.2 GeV/c impulsu pC qarşılıqlı təsirdə yaranan müsbət (sol şəkil) və mənfi yüklü pionlar sayının onların meyl bucağından asılılığı

Şəkil 4-də pC qarşılıqlı təsirdə yaranan müsbət (sol şəkil) və mənfi yüklü pionlar sayının onların azimutal bucağından (φ) asılılıqları verilmişdir. Şəkildən görünür ki, istənilən bucaqlarda pionlar sayı dəyişmir.



Şəkil 4. 4.2QeV/c impulsu pC qarşılıqlı təsirində yaranan müsbət və mənfi yüklü pionlar sayının onların azimutal bucağından asılılığı

Nəticə

4.2QeV/c impulsu pC qarşılıqlı təsirində:

1. Müsbət və mənfi yüklü pionlar sayının impuls, polyar və azimutal bucaqlar, impulsun eninə toplananından asılılıqları alınmışdır. Müsbət və mənfi yüklü pionlar sayı azimutal bucaqdan asılı deyil;

2. $\vartheta \sim 20^\circ$ ətrafında uçan və $p_T \sim 0.15 \text{QeV}/c$ impulsun eninə toplananı və $p \sim 0.25 \text{QeV}/c$ impulsa malik müsbət və mənfi pionlar sayı daha çoxdur. Bu, mezon rezonansının əmələ gəlməsi, daha sonra onun π^+ və π^- -mezonlara parçalanması ilə izah oluna bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. D. Armutlisky et al, Multiplicity, momentum and angular distributions of protons from the interactions of p, d, α and C with carbon at 4.2GeV/c/nucleon momentum, Z. Phys. A – Atomic Nuclei 328, 455-461, 1987

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

И.Р. Гадирова

Бакинский Государственный Университет

igadirova@yahoo.com

Рассмотрены двухфотонные межзонные электронные переходы в параболической квантовой яме в присутствии постоянного электрического поля, направленного вдоль оси пространственного квантования. С увеличением напряженности электрического поля вероятность двухфотонных переходов экспоненциально убывает, порог и максимумы двухфотонного поглощения смещаются в низкочастотную область спектра.

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

Рассмотрим полупроводниковую структуру с параболической квантовой ямой, в которой зависимость потенциальной энергии частицы от координаты z имеет вид [1]:

$$V(z) = \begin{cases} \frac{1}{2}Kz^2 & |z| \leq \frac{d}{2} \\ V_0 & |z| \geq \frac{d}{2} \end{cases}, \quad (1)$$

где $K = \frac{8V_0}{d^2}$, $V_0 = \Delta E_{c(v)}$ -высота квантовой ямы в зоне проводимости (валентной зоне).

В приближении огибающей функции волновые функции электрона в квантовой яме можно написать в виде:

$$\psi_{nk_{\perp}}^i(\vec{r}) = S^{-1/2} u_i(\vec{r}) \exp(i\vec{k}_{\perp} \vec{r}_{\perp}) \varphi_{n_i}(z) \quad (2)$$

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, $\varphi_{n_i}(z)$ -зависящая от z огибающая функция. Для параболической квантовой ямы, находящейся в однородном электрическом поле $\vec{\mathcal{E}}$, направленном вдоль оси z , огибающие функции $\varphi_{n_i}(z)$ являются решениями уравнения Шредингера :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_i} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{K}{2} z^2 + e \mathcal{E} z \right] \varphi_{n_i}(z) = E_{on_i} \varphi_{n_i}(z) \quad (3)$$

и представляют собой волновые функции гармонического осциллятора:

$$\varphi_{n_i}(z) = \left(\frac{R_i}{2^n n! \sqrt{\pi}} \right)^{1/2} e^{-\frac{R_i^2}{2}(z-z_i)^2} H_n(R(z-z_i)) \quad (4)$$

$$\text{с энергией} \quad E_{on_i} = \left(n_i + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_i - \frac{e^2 \mathcal{E}^2}{2m_i \omega_i^2}, \quad n_i = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

$$\text{где} \quad R_i = \sqrt{\frac{m_i \omega_i}{\hbar}}, \quad \omega_i = \sqrt{\frac{K}{m_i}}, \quad z_i = \pm \frac{e \mathcal{E}}{m_i \omega_i^2}, \quad (5')$$

$H_n(x)$ - полином Эрмита.

В (5') знак "+" относится к электронам в валентной зоне, знак "-" – в зоне проводимости.

Полные энергии электрона в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно равны:

$$E_{n_c} = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_c} + E_{on_c} = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_c} + \left(n_c + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c - \frac{e^2 \mathcal{E}^2}{2m_c \omega_c^2} \quad (6)$$

$$E_{l_v} = -E_g - \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_v} - E_{ol_v} = -E_g - \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_v} - \left(l_v + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_v + \frac{e^2 \mathcal{E}^2}{2m_v \omega_v^2} \quad (7)$$

где E_g - ширина запрещённой зоны объёмного полупроводника, $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$.

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

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{c\nu\beta} |M_{c\nu}(\vec{k})|^2 \delta(E_c - E_{\nu} - \hbar \omega_1 - \hbar \omega_2), \quad (8)$$

где составной матричный элемент равен

$$M_{c\nu}(\vec{k}) = \frac{(\vec{\xi}_2 H_{c\beta})(\vec{\xi}_1 H_{\beta\nu})}{E_{\beta} - E_{\nu} - \hbar \omega_1} + \frac{(\vec{\xi}_1 H_{c\beta})(\vec{\xi}_2 H_{\beta\nu})}{E_{\beta} - E_{\nu} - \hbar \omega_2}, \quad (9)$$

ω_1, ω_2 и $\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2$ - частоты и векторы поляризации световых потоков, $H_{c\beta}$ и $H_{\beta v}$ - матричные элементы оператора возмущения

$$\hat{H}' = \frac{e}{mc} \vec{A} \hat{p} \quad (10)$$

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

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

$v = \frac{c}{n}$, $\hat{p} = -i\hbar\nabla$, N - число фотонов в единице объема.

Используя (1)-(10) и рассматривая в качестве промежуточных состояний β размерно-квантованные уровни в зоне проводимости, для вероятности межзонных двухфотонных переходов получим:

$$W = \frac{2S}{\pi^2 \hbar} \left(\frac{eA}{mc} \right)^4 \frac{R_c R_v}{R_c^2 + R_v^2} e^{-\frac{R_c^2 R_v^2}{R_c^2 + R_v^2} (z_c - z_v)^2} \cdot Z \sum_{n_c, r_c, l_v} \frac{I_{n_c, r_c}^2 I_{r_c, l_v}^2}{2^n n! 2^l l!} \int \frac{\delta(E_{n_c} - E_{l_v} - 2\hbar\omega)}{(E_{r_c} - E_{l_v} - \hbar\omega)^2} dk_x dk_y \quad (11)$$

где

$$Z = \xi_{2z}^2 (\vec{\xi}_1 \vec{p}_{cv})^2 + 2\xi_{1z} \xi_{2z} (\vec{\xi}_1 \vec{p}_{cv})(\vec{\xi}_2 \vec{p}_{cv}) + \xi_{1z}^2 (\vec{\xi}_2 \vec{p}_{cv})^2, \quad (12)$$

$$I_{n_c, r_c} = \int \varphi_{n_c}^*(z) \hat{p}_z \varphi_{r_c}(z) dz \quad (13)$$

$$I_{n_c, l_v} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} H_n \left(\sqrt{\frac{2R_c^2}{R_c^2 + R_v^2}} \left(x - \frac{R_v^2 (z_c - z_v)}{\sqrt{2(R_c^2 + R_v^2)}} \right) \right) H_l \left(\sqrt{\frac{2R_v^2}{R_c^2 + R_v^2}} \left(x + \frac{R_c^2 (z_c - z_v)}{\sqrt{2(R_c^2 + R_v^2)}} \right) \right) dx \quad (14)$$

\vec{p}_{cv} - матричный элемент оператора импульса на волновых функциях Блоха в зоне проводимости и в валентной зоне.

В выражении (11) мы приняли частоты и плотности фотонов для световых потоков равными $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $N_1 = N_2 = N$.

Коэффициент поглощения определяется из соотношения:

$$\alpha = \frac{2\hbar\omega W}{IV}, \quad (15)$$

где

$$I = Nv\hbar\omega \quad (16)$$

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

Используя выражения (11), (15) и (16), для коэффициента двухфотонного межзонного поглощения получим:

$$\alpha = \frac{16e^4 \mu l}{\hbar^3 d m^4 c^2 \omega^3 \varepsilon} \frac{R_c R_v}{R_c^2 + R_v^2} e^{-\frac{R_c^2 R_v^2}{R_c^2 + R_v^2} (z_c - z_v)^2} \cdot Z \sum_{n_c, r_c, l_v} \frac{I_{n_c, r_c}^2 I_{r_c, l_v}^2 \Theta(2\hbar\omega - A)}{2^n n! 2^l l! [(n_c - r_c)\hbar\omega_c + \hbar\omega]^2}, \quad (17)$$

где $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v}$, $A = E_g - \frac{e^2 \varepsilon^2}{2} \left(\frac{1}{m_c \omega_c^2} + \frac{1}{m_v \omega_v^2} \right) + (r_c + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + (l_v + \frac{1}{2})\hbar\omega_v$

$\Theta(2\hbar\omega - A)$ - ступенчатая функция Хевисайда, ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Как видно из выражений (12) и (17) коэффициент поглощения зависит от направления вектора поляризации электромагнитной волны относительно оси квантования, двухфотонное поглощение может наблюдаться, если вектор поляризации хотя бы одного из двух световых потоков имеет составляющую, направленную вдоль оси квантования.

Коэффициент двухфотонного поглощения с ростом электрического поля экспоненциально уменьшается, это связано с тем, что в рассматриваемом случае под действием постоянного электрического поля вероятность межзонных электронных переходов экспоненциально уменьшается, тогда как спектр внутрizonных межподзонных перехо-

дов не изменяется. В электрическом поле порог и максимумы двухфотонного поглощения смещаются в низкочастотную область спектра область.

Не существует правил отбора по квантовым числам начального и конечного состояний, т.е. разрешены оптические переходы из произвольных подзон валентной зоны в произвольные подзоны зоны проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

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

ENHANCING PHOTO RESPONSE OF TlGaSe₂ SEMICONDUCTOR FOR RADIATION DETECTION APPLICATIONS

Mir Hasan Yu. Seyidov^{1,2*} and Rauf A. Suleymanov^{1,2}

¹ Department of Physics, Gebze Institute of Technology, 41400, Gebze, Kocaeli, Turkey

² Institute of Physics Azerbaijan National Academy of Sciences, AZ - 1143 Baku, Azerbaijan
[*smirhasan@gyte.edu.tr](mailto:smirhasan@gyte.edu.tr)

Anomalous transformations of the conductivity, photoconductivity and photovoltaic response were discovered in TlGaSe₂ crystals after its treatment within the external electric field. To investigate the effect samples were cooled from room temperature down to ~ 80 K under the external electric field. After the cooling process the external electric field was discarded. Following this treatment it was found that a built –in internal electric field was induced, which strongly affects the transport properties of TlGaSe₂ crystals. The most important outcome was observation of the rectifying type current - voltage (*I* -*V*) characteristics which appeared as a consequence of the built –in electric field. As a result a significant increase in the photoelectric response was observed. For example, the strong enhancement, by several orders of magnitude, of the excitonic peak in photoconductivity spectra of TlGaSe₂ semiconductor was observed. Besides, the significant increase of the photoresponse in the ultraviolet (UV) portion of the electromagnetic spectrum was detected. Electron -hole pairs that were created after the absorption of light are fallen in and then separated by the built-in electric field, which prevents radiative recombination process.

The observed effects are discussed on the basis of the metal –insulator -semiconductor (MIS) structure having a thin native insulator layer, which reveals itself after the treatment in the external electric field.

Nova Del 2013: НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ЛИНИЙ ВОДОРОДА

Дж.С. Алиев

Шамахинская астрофизическая обсерватория
НАНА имени Н. Туси, AZ5618, Шамахи

Все новые звезды очень быстро увеличивают свою светимость (1-3 дня) и «поймать» их в этот период очень трудно, что и делает невозможным классифицировать их по росту светимости. Поэтому, классификация новых звезд по кривой блеска, исторически проводилось по скорости падения с максимума на *n* звездных величин (например, на 2 или 3) в течение *t_n* дней. В настоящее время отличают следующие классы новых звезд: *очень быстрые*, *быстрые*, *умеренно быстрые*, *медленные* и *очень медленные*. При этом подразумевается, что для изменения звездной величины на две единицы требуются меньше 10, 11-25, 26-80, 81-150 и 151-250 дней, соответственно вышеупомянутому разделению. Спектральная классификация новых звезд охватывает разные периоды их

развития и состоит из следующих разделений: *пред-максимум спектр* (период до максимума), *основной спектр* (период визуального максимума), *диффузно-искровой спектр* (после максимума 1-20 дней), *орионовый спектр* (после изменения звездной величины на две единицы за максимумом), *небулярный спектр* и, наконец, *пост - новый спектр* [1].

Звезда *Nova Del 2013 (V339 Del)* была обнаружена Коичи Итагаки (Koichi Itagaki) 14 (14.584 UT) августа 2013 г., на звездной величине $m \approx 6.8$. Прародителем *Nova Del 2013* предполагается звезда USNO B-1 1107-0509795 (*V339 Del*), которую за 14 часов до открытия, 13 (13.998 UT) августа 2013 г., наблюдали Денисенко и др. на величине $m \approx 17.1$ [2] (отметим, что по данным GSC 2.3.2, $m \approx 16.9$). Мунари и др. [2] интерполируя данные *CBET* 3628, 3634 и Бурлака и др. [3], сделали вывод, что *Nova Del 2013* имела максимальный блеск около 16 (16.4 UT, JD 2456520.9) августа 2013 года на $V \approx 4.46$, и $B \approx 4.7$. Тем самым, скачок блеска у *Nova Del 2013* на V оказывается порядка $\Delta V \approx 12.5$. Согласно [2], падение блеска после максимума на 2 и 3 единиц на V происходит в течение $t_2 = 10.5$ и $t_3 = 23.5$ дней. Поэтому, и учитывая вышеупомянутую классификацию, место *Nova Del 2013* определяется между быстрыми и очень быстрыми новыми звездами.

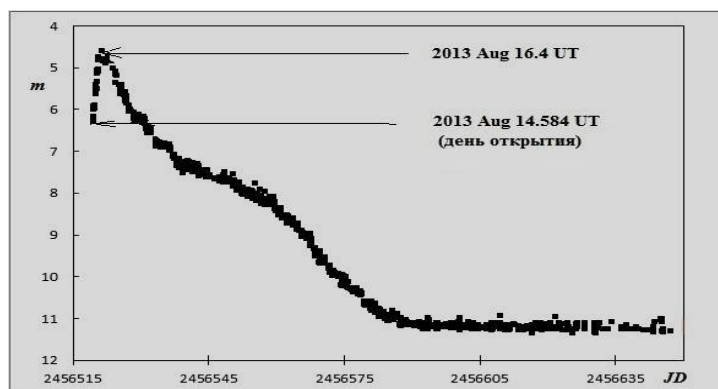


Рис. 1: Кривая блеска Nova Del 2013

1. Спектры *Nova Del 2013* на базе данных ARAS. Предполагается, что во время взрыва от звезды отделяется толстая оболочка (так называемая псевдо-фотосфера), которая, по времени находясь в различных физических состояниях, способствует образованию наблюдаемого блеска и спектра новой звезды. При помощи анализа спектральных линий, в частности водородных, можно извлечь некоторую информацию о состоянии газа.

Имеются множество спектров *Nova Del 2013* на базе данных ARAS, которые получены с различными разрешениями в различных областях длин волн. Больше чем 95% из них имеют очень высокое качество. Спектры, полученные астрономами-любителями, сравнивались со спектрами полученными профессионалами, и оказалось, что они высокого качества и могут быть использованы в целях научно-исследовательских работ.

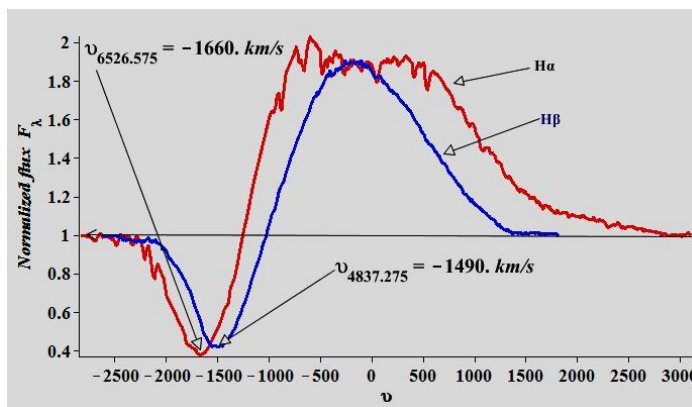


Рис. 2: H_α и H_β на спектре Nova Del 2013 от 14 августа

2. Анализ спектров. В этой заметке мы ограничимся анализом только водородных линий. Для этой цели используем спектры из архива ARAS. Спектры обрабатывались при помощи программы *SpAn* [4]. На основе проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

a. На Рис. 2 описаны линии H_α и H_β бальмеровской серии водорода на спектре *Nova Del* 2013, в день 14 августа 2013 года. Они имеют *P Cyg* профили, которые указывают на истечение вещества из звезды. Скорости, вычисленные по минимуму поглощения линий H_α и H_β , имеют значения -1490 км/с и -1660 км/с, соответственно (скорости по линиям H_δ и H_γ имеют еще низкие значения). Учитывая, что линия H_β (соответственно, H_δ и H_γ) образуется в близких к звезде плотных областях, то можно сделать вывод, что скорости выброшенного вещества растут по мере удаления от звезды.

b. Эквивалентные ширины, соответствующие поглощению в H_α и H_β , равны $EW_{H_\alpha}=6.27 \text{ \AA}$ и $EW_{H_\beta}=5.56 \text{ \AA}$. А эквивалентные ширины излучений линий H_α и H_β равны $EW_{H_\alpha}=67.89 \text{ \AA}$ и $EW_{H_\beta}=21.27 \text{ \AA}$. Отсюда можно сделать вывод, что оптическая толща слоя эффективного образования и мощности источников излучения у линии H_α больше чем у H_β .

c. Из спектра полученного 6 сентября 2013 г. видно, что в линиях H_α и H_β исчезли поглощения, увеличились эквивалентные ширины. Скорость, соответствующая поглощению, уменьшилась и получила значение -1290 км/с. Это означает, что со временем исчезает градиент скорости, падает уровень непрерывного спектра, увеличивается оптическая толща слоя образования линий (следует обращать внимания на плоскую вершину профилей линий), растет мощности источников излучения.

Причиной роста мощности источников излучения, по-видимому, является преобладание радиативных процессов над столкновительными вследствие падения плотности, с одной стороны, и роста электронной температуры - с другой.

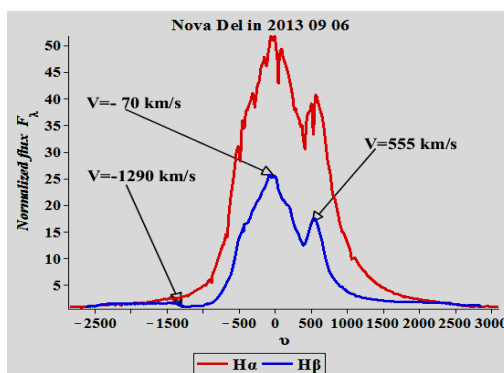


Рис. 3: H_α и H_β на спектре *Nova Del* 2013 от 6 сентября

ЛИТЕРАТУРА

1. Bode M.F., Evans A. (editors), 2008, *Classical Novae*, Cambridge University Press, Cambridge, New York.
2. Munari U., Henden A., Dallaperta S., Cherini G., 2013, *Commissions 27 and 42 of the IAU Information Bulletin on Variable Stars*, N 6080.
3. Burlak A. M. et al., 2013, *ATel*, 5294.
4. Алиев Дж. С., Программа - пакет *SpAn* для анализа спектров, *Актуальные проблемы физики VII*, БГУ, 2012, 17-18.