

---

## IV BÖLMƏ

### NƏZƏRİ VƏ YÜKSƏK ENERLİLƏR FİZİKASI

*Qeyri-xətti mexanika – təbiətinə görə, iki rəbitəli osilyatorun problemidir.*

*Klassik və kvant statistikasını - artıq, çoxlu sayda qeyri-relyativistik rəbitəli osilyatorların problemi-  
dir. Kvant sahə nəzəriyyəsi – isə, sonsuz sayda rəbitəli relyativistik kvant osilyatorları sisteminin  
problemidir. Belə ki, bu problemlərin eyni təbiətə malik olması həqiqi və danılmazdır.*

*Çətinlik, yalnız qoyulan problemin məzmununu ifadə edən məsələni xarakterizə edən, kiçik para-  
metrin tapılmasındadır.*

.

*Nikolay Nikolayeviç Bogolyubov*

*Fizika “başsındırmalar” dəsti deyil.*

## АСИМПТОТИКА АМПЛИТУДЫ РАССЕЙНИЯ В ГЛУБОКО-НЕУПРУГОЙ ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСОВ В МАССИВНОЙ $\phi^4$ -ТЕОРИИ

С.А. Гаджиев <sup>a)</sup>, Р.Г. Джафаров <sup>a)</sup>, С.Н. Мамедова <sup>b)</sup>

<sup>a)</sup> *Институт Физических Проблем Бакинского Государственного Университета  
ул. З. Халилова., 23, AZ1148 Баку, Азербайджан*

<sup>b)</sup> *Кафедра теоретической физики Азербайджанского Государственного*

*Педагогического Университета*

*ул. У. Гаджибекова., 34, AZ1000 Баку, Азербайджан*

e-mail: [sabirgadjiev@bsu.az](mailto:sabirgadjiev@bsu.az) [raufjafarov@bsu.az](mailto:raufjafarov@bsu.az)

[terazi1989@mail.ru](mailto:terazi1989@mail.ru)

*В настоящем докладе обсуждается вопрос асимптотического решения уравнения типа Бете-Солпитера в массивной теории с взаимодействием  $\lambda\phi^4$  в лестничном приближении. Нашей основной задачей является разработка рецепта для обоснования конкретного асимптотического решения уравнений типа Бете-Солпитера для амплитуды в моделях с четырех-фермионным взаимодействием в различных областях изменения импульса.*

*Использовано интегральное уравнение для мнимой части амплитуды рассеяния вперед с двухчастично-неприводимым ядром. Определено явное выражение для ядра, которое состоит из простого “пузыря”(bubble) и составляет часть ядра рассмотренного уравнения. Соответствующее уравнение комплектованно решено в глубоконеупругой области импульсов, в виде степенной функции.*

**Ключевые слова:** *асимптотическое поведение, глубоконеупругая область импульсов, уравнение Бете-Солпитера.*

Как известно, метод уравнения Бете-Солпитера (УБС) принято считать началом нового раздела современной квантовой теории поля(КТП), именуемого непертурбативной КТП. УБС для амплитуды рассеяния с минимально пертурбативным ядром в моделях теории поля послужил одним из первых подходов обоснования асимптотики при высоких энергиях и с точки зрения многочисленных экспериментальных и теоретических исследований амплитуды рассеяния в глубоконеупругой области, представляет особый интерес у исследователей непертурбативных эффектов в физике высоких энергий. В рамках этого метода с единой точки зрения удается описывать амплитуду рассеяния как в реджевской (полная энергия –  $s = (p + p')^2 \rightarrow \infty$ , а импульсы  $p^2, p'^2$  фиксированы), так и в глубоконеупругой (бьеркеновской –  $p^2 \rightarrow \infty$ ) областях [1], [2]. При выборе модели для теоретического исследования амплитуд, необходимо принимать во внимание два основных ограничения, накладываемых экспериментами – степенное поведение в реджевской области и логарифмическое поведение моментов в бьеркеновской области. Известны как точные, так и асимптотические решения УБС для мнимой части амплитуды рассеяния для целого ряда моделей, основанных на той или иной теоретико-полевой аппроксимации ядра уравнения (см. [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9] и цитируемую

в них другие источники). В применении этого метода наряду с изложением и глубоким анализом методов решений УБС в различных квантово-полевых моделях и для процессов физики высоких энергий, возникает принципиальный момент о том, что степень приближенности их решения нужно согласовывать с исходными кинематическими условиями, и допущениями, которые принимаются при поделках. На этой основе, асимптотические решения вышеназванных уравнений для амплитуд рассеяния в достаточной степени обеспечивают информацией о поведении амплитуды в высокоэнергетическом пределе.

Для полевых моделей с безразмерной константы связи, представляющие наибольший физический интерес, все решения УБС обладают степенным поведением в реджевской области изменения энергии при фиксированных внешних импульсах. Также, в этих моделях моменты имеют степенную асимптотику при  $-p'^2 \rightarrow \infty$ , что и противоречит условию логарифмического поведения моментов в глубоконеупругой (бьеркеновской) области [10]. Наглядным примером являются модели со взаимодействием  $\phi_4^4$  (“пузырьковыми итерациями”(bubble iterations)[4]) или “truss-bridge iterations”  $f\xi\phi^2 + \lambda\phi^4$  [4], лестничная модель с юкавским взаимодействием [9], лестничная модель со взаимодействием  $\phi_6^3$  [6]. Это обстоятельство, в силу того, что вышеназванные взаимодействия являются основными в эффективных моделях сильно-взаимодействующих частиц, становится серьезным аргументом при их применении для описания амплитуды рассеяния в глубоконеупругой области. В работе [10] методом ренормгруппового анализа восстанавливается логарифмическое поведение моментов в глубоконеупругой области в моделях с асимптотической свободой. Можно сделать заключение, что поскольку уравнения типа БС имеют сложное ядро, получить их решения в явном виде во всех физически интересных областях изменения импульсов в обобщенном выражении для эффективных моделей сильно-взаимодействующих частиц вряд ли возможно. Однако, в конкретных областях полной энергии и импульса, методом работ [7], [8] удается диагонализировать рассмотренные уравнения. В этих работах исследовано асимптотическое решения УБС для мнимой части амплитуды рассеяния в реджевской области изменения энергии, где изложены типичные задачи в реджевской области изменения энергии. Приведены необходимые условия, обеспечивающие реджевского поведения амплитуды для случаев рассеяния вперед, и в близи рассеяния вперед. Предложенный метод представляет собой рецепт асимптотического решения интегральных уравнений КТП в виде физически-интересной функции полной энергии, переданного импульса и других динамических и кинематических параметров. Ключевым выбором является вид искомой функции, отвечающий конкретным кинематическим областям изменения 4-импульса, либо полной энергии ( $s$ ) и переданного импульса ( $t$ ). Кроме этого, также появляется техническая возможность аналитически исследовать УБС при ненулевых переданных импульсах [8]. Этот метод хотя и является приближенным, но т.к. при высоких энергиях и при больших внешних импульсах основной вклад в амплитуду дают степенные члены по полной энергии и импульсу, то на наш взгляд такой подход в достаточной степени информирует об амплитуде рассеяния.

Мы рассматриваем теорию с взаимодействием  $\lambda\phi_4^4$  (нижний индекс указывает размерность пространства-времени). Как известно модель с четырех-частичным взаимодействием является базовой лабораторией для эффективной теории поля. Все последующее рассмотрение (в том числе при учете цветовых и спиновых степеней свободы - квантово-хромодинамические эффективные модели) в принципе можно обобщать на этот случай.

Кинематика процесса рассеяния приведена на Рис.1, где через  $F(p, p')$  обозначена абсорбтивная часть эластической амплитуды  $T(p, p')$  рассеяния вперед; ядро уравнения в рассматриваемом нами приближении образуется из суммирования простых двухчастично-неприводимых диаграмм (bubble exchange)  $I$ . Уравнение имеет нижеследующее представление [5]

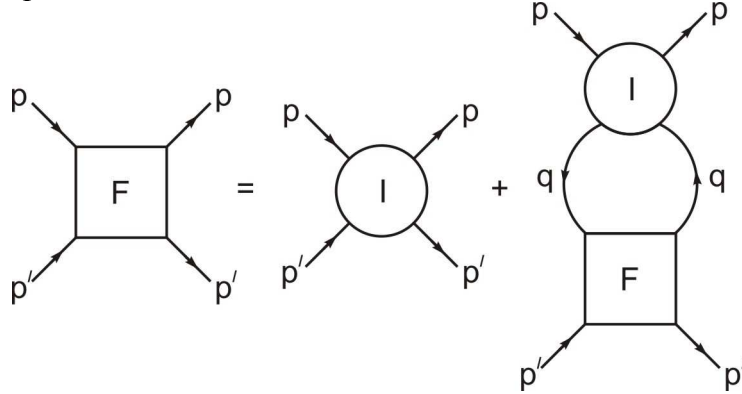


Рис.1. Графическое представление уравнения Бете-Солпитера.  
 $F$  – мнимая часть амплитуды и  $I$  – часть ядра уравнения.

$$F(p, p') = I(p, p') + \frac{2}{(2\pi)^4} \int d^4 q I(p, q) \Delta^2(q^2 - m^2) F(q, p'), \quad (1)$$

где  $\Delta(q^2 - m^2)$  - пропагаторы вдоль пузырьковых лестниц,  $m$  - масса полей  $\varphi$ . Ядро  $I$  в нашей модели,

$$I(s, p, p') = \frac{\lambda^2 \pi^2}{(2\pi)^4} \int \delta(q^2 - m^2) \delta[(q - p - p')^2 - m^2] \theta(p_0 + p'_0 - q_0) |\vec{q}|^2 d|\vec{q}| dq_0 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$$

(здесь  $s = (p + p')^2$  - полная энергия) после стандартного вычисления в С.Ц.И.:

$\vec{p} + \vec{p}' = 0$  ( $p_0 + p'_0 = \sqrt{s}$ ) имеет вид:

$$I(s) = \frac{\lambda^2}{32\pi} \theta\left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}, \quad (2)$$

которое согласуется аналогичными выражениями Арбузова, Дьяконова и Рочева [4] и Каллана и Голдбергера [5].

Используя функцию (2) в уравнении (1) имеем,

$$F(p, p'; s) = \frac{\lambda^2}{32\pi} \theta\left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}} + \frac{\lambda^2}{16\pi(2\pi)^4} \int \frac{d^4 q}{(q^2 - m^2)^2} \left(1 - \frac{4m^2}{s'}\right)^{1/2} \theta\left(\frac{\sqrt{s'}}{2}\right) F(q, p'; s'). \quad (3)$$

(Учитывая внутренние степени свободы и спина, при наличии которых уравнение (3) будет представлять собой систему уравнений для инвариантных амплитуд).

Для аналогичных уравнений в ряде работ [4], [5] и [6] найдены точные решения, которые в асимптотическом режиме ( $s \rightarrow \infty$ ) дают степенное поведение амплитуд в виде реджевской асимптотики, что соответствует экспериментальным ограничениям, накладываемым на амплитуду рассеяния.

Анализ структуры уравнения показывает, что нахождение решения данного уравнения методом работ [7] и [8] наталкиваются на некоторые математические

трудности. Однако, в кинематической области  $s \gg m^2$ , при больших энергиях  $s \rightarrow \infty$  и для относительно малых значений константы связи  $\lambda$ , ядро  $I(2)$  принимает наипростейший вид (что соответствует цепочечному приближению-“chain approximation”, или модели Тирринга 4-хмерной версии). Пренебрегая неоднородным членом, в принципе уравнение (3) примет вид

$$F(p, p'; s) = \frac{\lambda^2}{16\pi(2\pi)^4} \int \frac{d^4 q}{(q^2 - m^2)^2} F(q, p'; s'). \quad (4)$$

Как известно из литературы ([10]), в моделях с четырех-частичным контактным взаимодействием, парциальная евклидова амплитуда в области больших  $p'^2$  в 4-х мерном пространстве-времени имеет вид

$$F_n(p^2, p'^2) \cong f_n(p^2/m^2, \lambda) \left( \frac{p'^2}{m^2} \right)^{\alpha(\lambda, n) - \frac{n}{2}}, \quad (5)$$

т.е. показатель  $\alpha$  является функцией константы взаимодействия, и существенно влияет на асимптотическое поведение амплитуду на малых расстояниях. Помимо этого, также при больших  $p'^2$  (при условии, что все особенности  $T_\sigma$  в комплексной  $\sigma$  – плоскости лежат левее точки  $\sigma = n$ ) путем решения ренормгруппового уравнения Каллана-Симанзика для парциальных евклидовых амплитуд рассеяния вперед, появляется непосредственная связь с моментами  $M_n(p'^2) \approx \pi c_n^{(k)} (p'^2/p^2)^{n/2} \text{Re} T_n(p^2, p'^2)$  (где  $c_n^{(k)} = \Gamma(n + (k-2)/2)/n! \Gamma((k-2)/2)$ ,  $k$  – размерность пространства-времени), которая дает ответ на вопрос логарифмического поведения моментов ( $M_n(p'^2) \approx (\log p'^2)^{k(n)}$ ) в глубоконоупругой (бьеркеновской) области ( $-p'^2 \rightarrow \infty$ ) [10].

После перехода в евклидову метрику уравнение (4) может быть диагонализировано разложением по полиномам Гегенбауэра [10]

$$F(p, p') = \sum_{n=0}^{\infty} C_n(\cos \vartheta) F_n(p^2, p'^2),$$

где  $\cos \vartheta = (pp')/\sqrt{p^2 p'^2}$ .

После интегрирования по углам получим уравнение для парциальных евклидовых амплитуд  $F_n(p^2, p'^2)$ :

$$F_n(p^2, p'^2) = \frac{\lambda^2}{128\pi^3 (n+1)} \int_0^\infty \frac{d(q^2) q^2}{(q^2 + m^2)^2} F(q^2, p'^2). \quad (6)$$

Согласно (5), выбирая решение уравнения (6) в виде  $F_n(p^2, p'^2) \cong \left( \frac{p^2}{m^2} \right)^{\alpha_n(\lambda)} \left( \frac{p'^2}{m^2} \right)^{\alpha_n(\lambda) - \frac{n}{2}}$ ,

(в подынтегральном выражении для амплитуды производим замену  $p \rightarrow q$ ), далее проводя интегрирование по  $q^2/m^2$  получаем простую формулу

$$\left[ \frac{p^2}{m^2} \right]^{\alpha_n(\lambda)} = - \frac{\lambda^2}{128\pi^2} \cdot \frac{\alpha_n + 1}{n + 1} \cdot \frac{1}{\sin(\pi\alpha_n)}, \quad (7)$$

которое при фиксированном  $p^2$ , дает принципиальную возможность определить явный

вид  $\alpha_n(\lambda)$ . А выбор решения уравнения (6) в виде  $F_n(p^2, p^2) \cong \left(\frac{p^2}{m^2} + 1\right)^{\alpha_n(\lambda)} \left(\frac{p^2}{m^2}\right)^{\alpha_n(\lambda) - \frac{n}{2}}$ ,

при  $m^2 \gg p^2$  приводит нас к следующему результату для показателя

$$\alpha_n(\lambda) = \frac{1}{2} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{32\pi^3(n+1)}} \right].$$

Выбирая решение в виде  $F_n(p^2, p^2) \cong \ln^2\left(\frac{p^2}{m^2}\right) \cdot \left(\frac{p^2}{m^2}\right)^{\alpha_n(\lambda)-1} \left(\frac{p^2}{m^2}\right)^{\alpha_n(\lambda) - \frac{n}{2}}$ , после

проведения стандартной процедуры интегрирования получаем нижеследующее выражение

$$\begin{aligned} \ln^2\left(\frac{p^2}{m^2}\right) \cdot \left(\frac{p^2}{m^2}\right)^{\alpha_n(\lambda)-1} &= \frac{\lambda^2}{128\pi^2(n+1)} \cdot \frac{\alpha_n(\lambda)}{\sin \pi\alpha_n(\lambda)} \times \\ &\times \left\{ [\psi(1 + \alpha_n(\lambda)) - \psi(1 - \alpha_n(\lambda))]^2 + \psi'(1 + \alpha_n(\lambda)) + \psi'(1 - \alpha_n(\lambda)) \right\}. \end{aligned}$$

где  $\psi(z)$  - логарифмическое производное  $\Gamma$ -функции, а  $\psi'(z)$  - дважды-логарифмическое производное  $\Gamma$ -функции. Используя выражение Бине[11] для  $\psi(z)$  (а далее используя представления  $\psi(z)$  и  $\psi'(z)$  в виде ряда и ограничиваясь только нулевым членом ряда), после разложения логарифмических функций типа

$\ln(p^2/m^2)$  в ряд в области  $p^2/m^2 > 0$  и оставляя только главные члены вида

$$2 \cdot \frac{p^2/m^2 - 1}{p^2/m^2 + 1}, \text{ в пределе } p^2/m^2 \rightarrow \infty \text{ для } \alpha_n(\lambda) \text{ получим}$$

$$\alpha_n(\lambda) \approx \log \frac{\lambda^2}{256 \pi^3 (n+1)} - 1.$$

При этом вопрос обоснования логарифмического поведения моментов в данном подходе остается открытым, который является предметом наших дальнейших исследований.

### Заключения

Мы коснулись только части наиболее доступных деталей исследования уравнений типа БС. На наш взгляд, такой простой способ решения УБС может быть применен в эффективных моделях, а также в асимптотически свободной теории поля  $h\varphi^4$  (например, в приближении с двухчастичным (bubble) обменом и “truss-bridge”). Помимо этого существует возможность применения данного рецепта для решения уравнений типа БС для мнимой части амплитуды рассеяния на конечные углы и для вычисления инклюзивных спектров в лестничном приближении, что также составляет предмет наших дальнейших исследований.

### Благодарности

Один из авторов (Р.Г. Дж.) благодарит Бакинский Государственный Университет. Работа поддержана Грантом 50×50 БГУ для 2011-2012 учебный год.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Arbusov B.A., Logunov A.A., Tavkhelidze A.N., Faustov R.N. // Phys. Letters. – 1962. – V. 2. – P. 150–152;  
Арбузов Б.А., Логунов А.А., Тавхелидзе А.Н., Фаустов Р.Н., Филиппов А.Т. // ЖЭТФ. – 1963. – Т. 44. – С. 1409–1411;  
Арбузов Б.А., Логунов А.А., Тавхелидзе А.Н., Фаустов Р.Н. // ДАН СССР. – 1963. – Т. 150. – С. 764–766.
2. Amati D., Fubini S., Stanghellini A. // Nuovo Cimento. – 1962. – V. 26. – P.896–954;  
Bertocchi L., Fubini S., Tonin M. // Nuovo Cim. – 1962. – V. 25. – P. 626–654.
3. Арбузов Б.А., Рочев В.Е. // ЯФ. – 1975. – Т. 21. – С. 883–889;  
Клименко К.Г., Рочев В.Е. // ТМФ. – 1977. – Т. 30. – С. 191–198.
4. Арбузов Б.А., Дьяконов В.Ю., Рочев В.Е. // ЯФ. – 1976. – Т.23. – С. 904–910.
5. Callan Curtis G., Jr. and Goldberger M.L. // Phys. Rev. D. – 1975. – V.11. – P. 1553–1562.
6. Muzinich Ivan J. and Tsao Hung-Sheng. // Phys. Rev. D. – 1975. – V. 11. – P. 2203–2208.
7. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. // Доклады АН Азербайджанской ССР. – 1987. – Т. 43. – С. 34–37.
8. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. // Краткие сообщения по физике ФИАН СССР. 1986. – No 11. – С. 25–28.
9. Kugler M., Nussinov S. // Nucl. Phys. B. – 1971. – V. 28. – P. 97–108.
10. Клименко К.Г., Рочев В.Е. // ЯФ. – 1980. – Т. 31. – С. 448–454.
11. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1 – М.:Наука, 1973.

## IDENTIFICATION OF NEUTRAL BOSON WITH MASS $125.3\text{ GeV}/126\text{ GeV}$ DISCOVERED IN CMS AND ATLAS EXPERIMENTS AT LHC

**Vali A. Huseynov**

<sup>1</sup> *Department of Theoretical Physics, Baku State University,  
Z. Khalilov 23, AZ 1148, Baku, Azerbaijan;*

<sup>2</sup> *Department of General and Theoretical Physics, Nakhchivan State University,  
University Campus, AZ 7012, Nakhchivan, Azerbaijan*

We discuss the questions connected with the search of the Standard Model scalar Higgs boson in the CMS and ATLAS experiments at the Large Hadron Collider.

It is shown that a single neutral scalar boson with the mass  $125.3\text{ GeV}/126\text{ GeV}$  can not be produced via the known charged vector boson fusion channel. The impossibility of production of a single neutral scalar boson in the mass range below  $160.770\text{ GeV}$  due to the energy and spin conservation laws and the possible production of a single neutral boson with spin  $J = 2$  in that region enable us to come the conclusion that the single neutral boson with



the mass  $125.3 \text{ GeV}/126 \text{ GeV}$  discovered in the CMS and ATLAS experiments is neither the Standard Model Higgs boson nor a scalar boson at all. The neutral boson with the mass  $125.3 \text{ GeV}/126 \text{ GeV}$  discovered in the CMS and ATLAS experiments is a new neutral boson with spin  $J = 2$  (a tensor particle) that is not included in the Standard Model. Both the  $P$ -parity and  $C$ -parity of this new particle are  $+1$ , i.e. this is a new neutral boson with the quantum numbers  $J^{PC} = 2^{++}$ .

## REFERENCES

1. ATLAS Collaboration // Phys. Lett. B 716 (2012), pp. 1-29.
2. CMS Collaboration // Phys. Lett. B 716 (2012), pp. 30-61.

## URAN VƏ RADİUM TƏRKİBLİ MATERİALLARIN FİZİKİ XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI

A.A.Qəribov, R.N.Mehdiyeva, M. N. Mirzəyev, Z.A.Mənsimov

AMEA Radiasiya Problemləri İnstitutu, B.Vahabzadə 9

E-mail: nukl@box.az

Nüvə materiallarının respublikamızda istifadə sahələrinin aşkar edilməsi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Bu məqsədlə aşağıdakı istiqamətlərin tədqiqi daha perspektivlidir.

1. Nüvə energetikası, radiasiyalı texnologiyalar üçün aşağı aktivlikli nüvə yanacağıının və materiallarının alınması;
2. Gələcəyin 4-cü nəsli nüvə reaktorları üçün temperatura davamlı nüvə yanacağıının alınması;
3. Elm və texnikanın müxtəlif sahələrində dozimetr, elektrohəssas materialların alınması;
4. Müxtəlif məqsədli radiasiyalı texnologiyalar üçün şüa mənbələrinin işlənməsi:

### I. Uranil-silikatın elektrofiziki xassələrinə daxili şüalanmanın təsiri

Müasir elmi və texniki layihələrdə detektor və dozimetr materialları kimi adətən individual germanium-Ge, silisium-Si, ikili və üçlü yarımkəçiricilər istifadə olunur. Nüvə energetik qurğulardakı son qəzalar göstərir ki, yarımkəçirici materiallar əsasında hazırlanmış cihazlar ekstremal şəraitdə işləyə bilmir və onlar tez sıradan çıxırlar. Dielektrik materialların isə ionlaşdırıcı şüalara qarşı həssaslığı aşağıdır. Onların həssaslığını artırmaq məqsədi ilə onların tərkibinə öz-özünə radioaktiv parçalanaraq sistemdə əlavə yükdaşıyıcıları yaradan təbii radionuklidlərin daxil edilməsi ekstremal şəraitə davamlı sistemlərin alınmasında əsas üsullardan biridir. Bu məqsədlə tərkibində  $U^{238} + U^{235}$  olan uran-silikat sintez olunub. Sintez əsasən aşağıdakı sxemlər üzrə aparılıb.

### Uranil-silikat sisteminin sintezi:

- Sistemə sintezində ehtimal olunan kimyəvi reaksiyalar
- $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4 + 4\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{Si}(\text{OH})_4 + 4\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  (1)
- $\text{Si}(\text{OH})_4 + 2\text{UO}_2\text{SO}_4 \rightarrow \text{SiO}_4(\text{UO}_2)_2 + 2\text{H}_2\text{SO}_4$  (2)
- $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} + \text{CH}_3\text{COOH} \rightarrow \text{CH}_3\text{COOC}_2\text{H}_5 + \text{H}_2\text{O}$  (3)

Alınmış birləşmələrin ümumi tərkibini ümumi olaraq  $(\text{UO}_2)_x(\text{SiO}_2)_y$  kimi ifadə etmək olar. Əsasən üç tərkibli uranil-silikat sistemi alınır.

I tərkibdə 3,97 % uran olan  $\text{UO}_2\text{-SiO}_2$

II tərkibdə 6,83 % uran olan  $UO_2-SiO_2$

III tərkibdə 10,12 % uran olan  $UO_2-SiO_2$

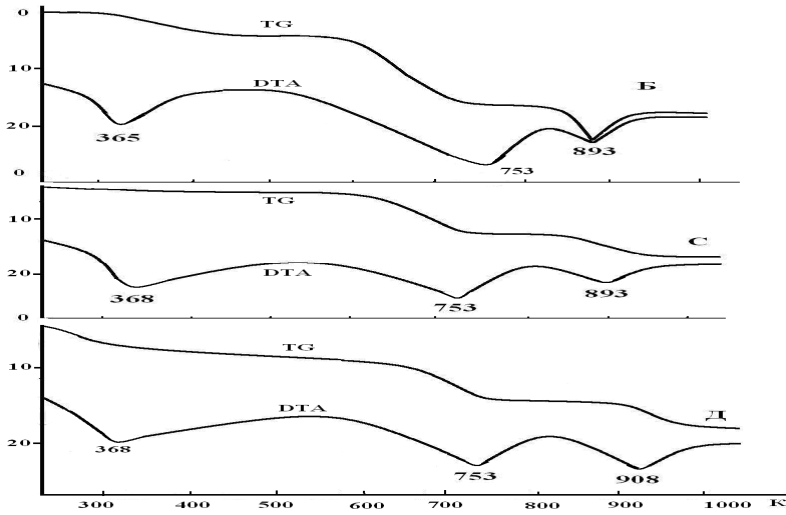
Birləşmənin tərkibi və radioaktivliyi RSA, İQ-spektrometriya, qamma, alfa spektrometrik, termoqravimetrik üsullarla tədqiq olunub.

Nümunələrin quruluşu və tərkibi İQ oblastda udma və diffuz səpilmə üsulu ilə tədqiq olunub. Alınmış nümunələrin radioaktivliyi HPGe spektrometrində təyin edilib.

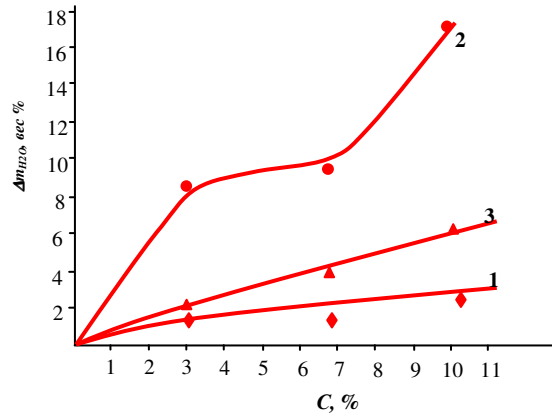
*Cədvəl 1.*

Sıra №-si	Uranilsilikatın tərkibində uranın çəki üzrə faizlə miqdarı, %	Birləşmələrin radioaktivliyi, Bk/q
1	3,97	5900
2	6,83	7950
3	10,12	8270

Nümunələrin tərkibindəki su molekullarının miqdarı DTA vasitəsi ilə təyin edilmişdir. Şəkindən görüldüyü kimi (şəkil 1,2) DTA ayrılərində 3 endoeffekt müşahidə olunur.

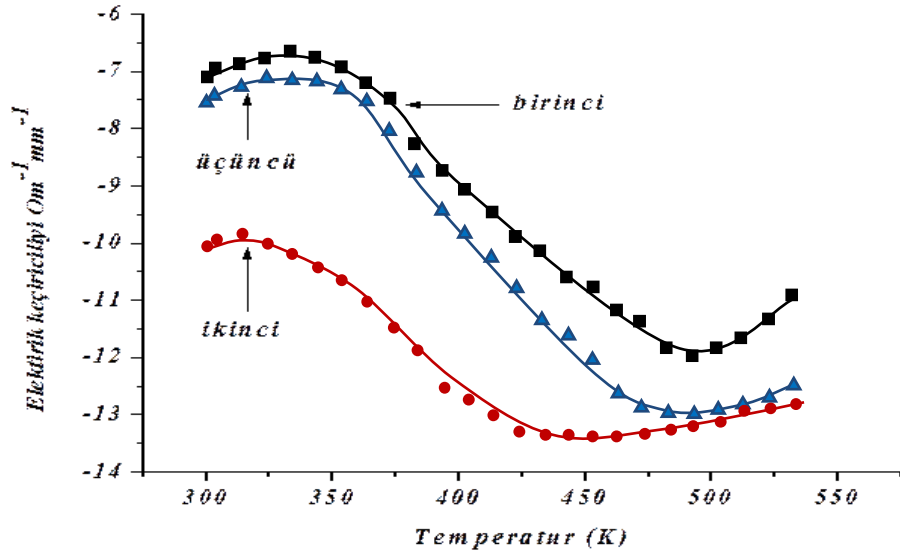


**Şəkil 1.**  $(UO_2)_x(SiO_2)_y$  birləşmələrinin DTA və TG tədqiqinin nəticələri:  
1. 3,97 %-li  $UO_2$  -silikat; 2. 6,83 %  $UO_2$  silikat; 3. 10,12 %  $UO_2$  silikat

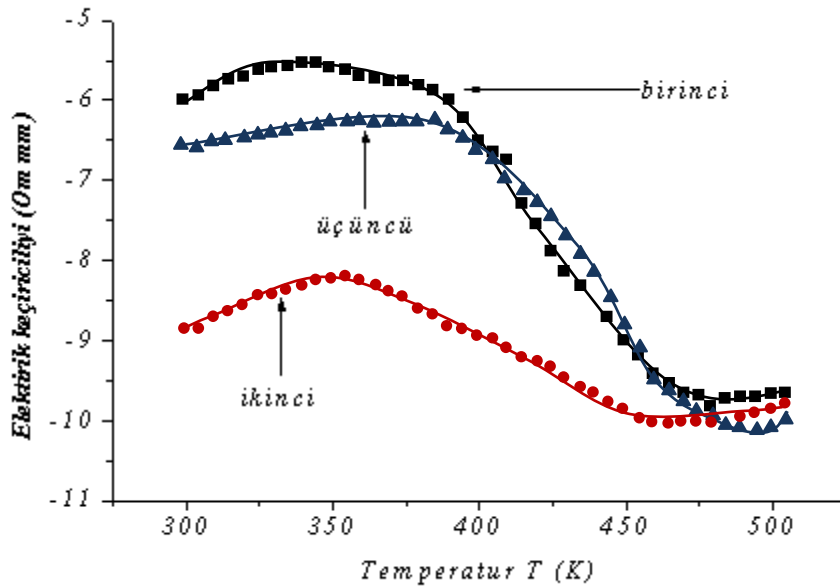


**Şəkil 2.** Müxtəlif adsorbsiya formalı suyun uranın miqdarından asılılığı

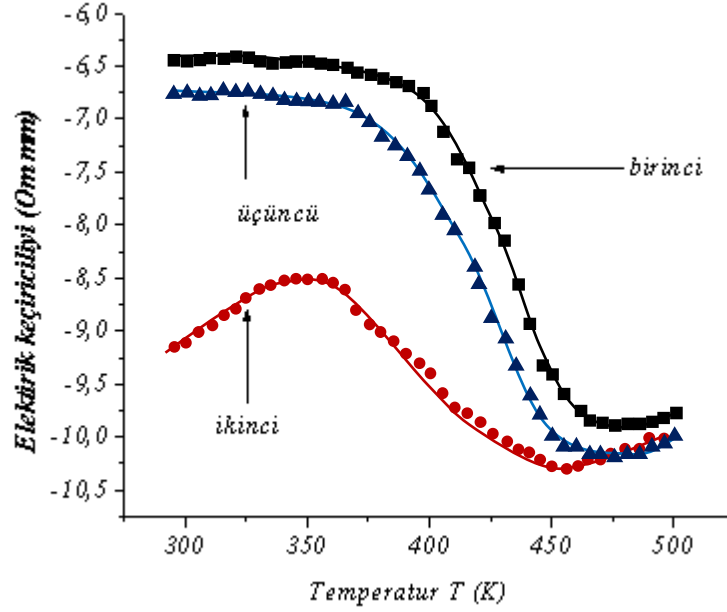
Alınmış uranil-silikat 2Mpa təzyiqində sıxılaraq xüsusi paralelopiped formasına salınmış, xüsusi Ag kontaktları qoyulub, TERAOMETR cihazında nümunələrin xüsusi müqaviməti tədqiq edilmiş,  $10^8$  Om.mm olduğu müəyyənənmişdir. İlk öncə SiO<sub>2</sub>-nin termik işləmədən sonra elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur. Nümunələr D=9-45 kQr intervalında və T=300-500 temperatur intervalında qamma şüalanmaya məruz qalmışdır. Müqayisə üçün nümunələrin şüalanmadan əvvəl və sonra elektrik keçiriciliyi ölçülmüşdür (şəkil 3,4,5).



Şəkil 3. SiO<sub>2</sub>-in 723 K temperaturda termiki işləmədən sonra elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı.



Şəkil 4. Tərkibində 3,97 % uran olan uran-silikatın şüalanmış nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı

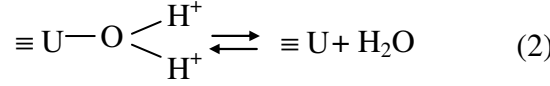
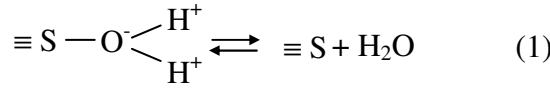


Şəkil 5. Tərkibində 6,83 % uran olan uran-silikatın şüalanmış nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı

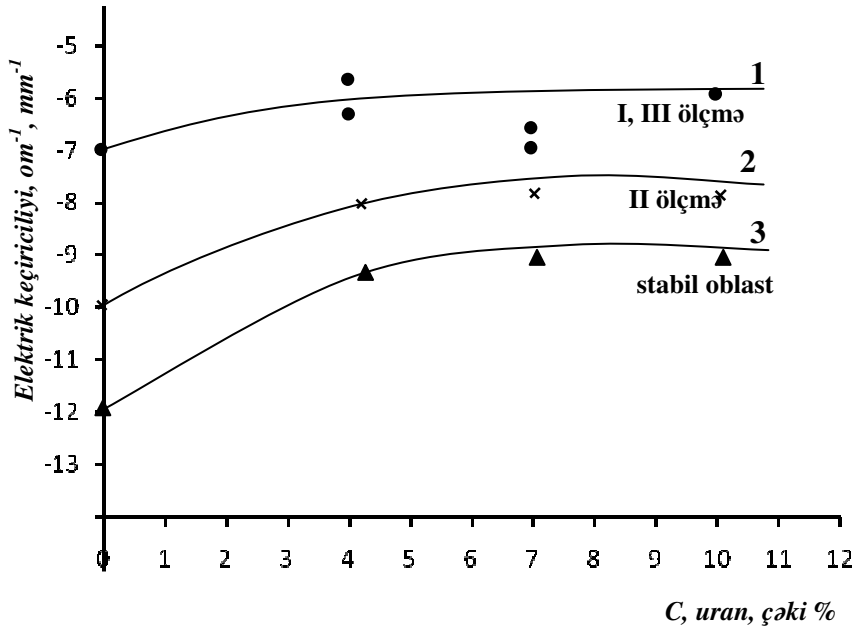
Təmiz və tərkibinə  $U_3O_8$  daxil edilmiş  $SiO_2$  nümunələrinin elektrik keçiriciliyi hava ilə təmasda  $T=300-500K$  intervalında ölçülüb. Həmin nümunələrin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılıqlarının tipik formaları şəkil 5-7-də verilib. Alınmış nəticələrdən görünür ki, təmiz  $SiO_2$  nümunələrinin elektrik keçiriciliyi  $T=300-350K$  intervalında nisbətən sabit, uran tərkibli  $SiO_2$  nümunələrində isə uranın miqdarı artıqca bu interval  $T=300-400K$  qədər artır. Temperaturun sonrakı artımı oblastında bütün nümunələrin  $\sigma=f(T)$ -də azalma müşahidə edilir və  $T \geq 450 K$ -də stabilləşməyə meyllilik müşahidə edilir. Nəzərə alsaq ki,  $SiO_2$  qadağan olunmuş zonasının eni  $E_g \approx 10eV$  olan dielektrikdir, adətən temperaturun artması elektrik keçiriciliyini stimullaşdırmalıdır.

Alınmış asılılığın səbəblərini aşkar etmək üçün eyni nümunələrin elektrik keçiriciliyi birinci ölçülərdən sonra yenidən aparılmış (II-ölçü) və bir gün atmosferlə kontaktdan sonra III ölçü aparılmışdır. Göründüyü kimi II tsikl ölçülərdə nümunələrin elektrik keçiriciliyi aşağı düşür və yuxarı  $T \geq 450 K$  oblastında III və I ölçülərdə alınmış qiymətlərə yaxınlaşır. Bir gündən sonrakı ölçmələrdə nümunələrin elektrik keçiricilikləri I-ölçüyə yaxınlaşmış qiymətlər alır. Həmin nümunələrin Differensial Termik Analiz nəticələri göstərir ki,  $T=300-550 K$  intervalında bütün tədqiq olunmuş sistemlərdə nümunələrin dehidratasiya prosesləri gedir. Dehidratasiya prosesləri və elektrik keçiriciliyinin azalma proseslərinin həm temperatur intervalları, həm də ölçmələr üzrə dəyişmə qanunauyğunluqlarının üst-üstə düşməsi bir daha hidrat təbəqəsinin silikat sistemlərinin elektrik keçiriciliyinə təsiri haqqında fikir yürütməyə imkan verir.

Su molekulları silikat sistemlərində kationlarla  $Si^{+4}$ ,  $U^{+4}$  ion-dipol qarşılıqlı təsirdə olur və bu təsir nəticəsində səthi hidroksil qrupu və xemosorbsiya olunmuş su molekullarının hidrogen atomları protonlaşmış halda olur. Odur ki, hidrat örtüklü silikat sistemlərdə elektrik yükdaşıyıcıları natamam dehidratlaşmış II ölçmə aparılan nümunələrə nisbətən daha çox olur. Nümunələr bir gün qaldıqda ətraf mühətdən su molekullarının yenidən sorbsiyası nəticəsində hidrat örtüyü bərpa olunur. Odur ki, bu nümunələrin elektrik keçiriciliyi II və I ölçmə qiymətləri arasında olurlar.



Hidrat örtüyü desorbsiya olunduqdan sonra sistemin elektrik keçiriciliyində əsasən  $SiO_2$  və  $SiO_2-U_3O_2$  sisteminə xarakterik qiymətlər müşahidə olunur. Nümunələrin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı bütün sistemlər üçün eyni xarakterli olurlar (şəkil 4-6). Bu asılılıqda əsasən 3 tərkib hissə I- başlanğıc və son- III stabil hissələr, II- kəskin azalma interval müşahidə olunur. Bu hissələrdə müşahidə olunmuş elektrik keçiriciliyinin I və III intervallara müvafiq qiymətlərinin uranın silikatda qatılığından asılılığı şəkil 7-də verilib.



Şəkil 6. Tərkibində uran olan silikatın elektrik keçiriciliyinin uranın miqdarından asılılığı

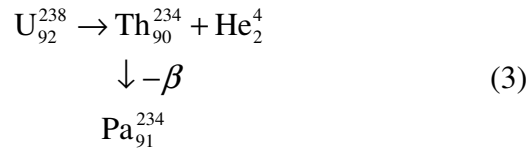
1. Nümunələr birinci və 24 saat havada saxladıqdan sonra  $T=300-350$  K
2. Nümunə  $T \geq 550$  K-ə qədər qızdırdıqdan sonra  $T=300-350$  K
3.  $T \geq 550$  K oblastında nümunələrin keçiriciliyi

Göründüyü kimi hidrat təbəqəli nümunələrin elektrik keçiriciliyi uranın qatılığından asılı olaraq az dəyişir. Natamam dehidratlaşmış silikat sistemlərdə uranın 3,97%-li qatılığından sonra  $\sigma = f(C_U)$ - asılılığında stasionar zona müşahidə olunur və mütləq qiymət hidratlaşmış nümunələrdə 2-3 tərtib az olur. Nümunələrin özünə məxsus elektrik keçiriciliyi III intervalda da uranın miqdarından asılı olaraq artır və bu asılılıqda da  $C_U \geq 4$  çəki faiz intervalında stasionar oblast müşahidə olunur. Göründüyü kimi silikat sistemlərin məxsusi keçiriciliyi hidratlı nümunələrdən azdır.

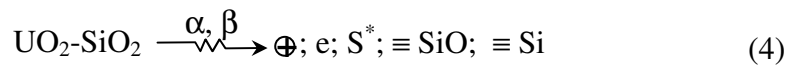
$$\sigma_{\text{hidrat(I, III ölçmə)}} > \sigma_{\text{(II ölçmə)}} > \sigma_{\text{III məxsusi ölçmə (bütün ölçmələr)}}$$

Silikatın tərkibində uranın miqdarının artması ilə elektrofiziki xassəsində müşahidə olunmuş dəyişiklikləri tərkibdə radioaktiv parçalanma məhsullarının təsiri ilə izah etmək olar.

Urantərkibli silikatda  $U(U^{238}-U^{235})$  izotoplarının radioaktiv parçalanması nəticəsində əlavə adsorbsiya mərkəzləri və yükdaşıyıcıları alınır.

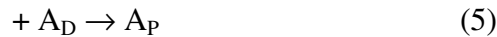


Bu radioaktiv parçalanma zənciri üzrə 8 - alfa, 8 – betta parçalanma getməklə  $Pb_{82}^{206}$  stabil nüvəsi alınana qədər davam edir. Sistemdə əmələ gələn  $\alpha$  və  $\beta$  şüalar uran-silikata təsir edərək həm yüklü, həm də struktur defektləri yaradır.



harada  $\oplus$ , e deşik və elektron qeyri-tarazlı yük daşıyıcıları,  $S^*$  - adsorbsiya üzrə aktiv mərkəz,  $\equiv SiO$  və  $\equiv Si$  radikal hallarıdır.

Əmələ gəlmiş qeyri-tarazlı yükdaşıyıcıları strukturda mövcud kation (elektronodonor) və anion (elektronoakseptor) vakansiyalarda lokallaşır.



harada  $A_D$ ,  $A_A$  –elektronodonor və akseptor lokallaşma mərkəzləri,  $A_P$  və  $A_e$  isə qeyri- tarazlı yükdaşıyıcılarının lokallaşmış hallarıdır. Həmin hallardakı yükdaşıyıcıların elektrik keçiriciliyində iştirakı üçün lokallaşma mərkəzlərinin boş yeri ( $\Delta E_{av}$ ) qədər sistemə enerji vermək lazımdır. Odur ki, elektrik keçiriciliyinə artım əsasən  $T \geq 450$  K-də müşahidə olunur.

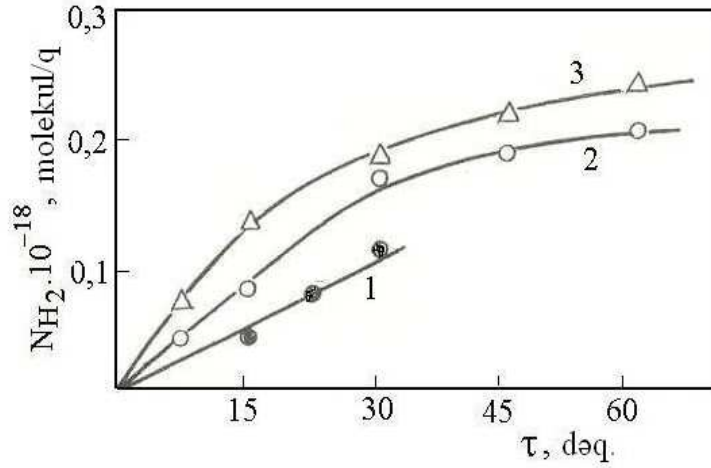
Beləliklə, uran-silikat sistemlərində daxili uranın radioaktiv parçalanma məhsullarının təsiri altında əlavə yükdaşıyıcıları əmələ gəlir, bu silikat sisteminin elektrik keçiriciliyinin kəskin dəyişməsinə səbəb olur.

**Nəticə:** Uranil tərkibli silikatda uranın radioaktiv parçalanma məhsullarının silikatın elektrik keçiriciliyini 3 tərtib artırması və bu yüksək qatılıqlı yükdaşıyıcılarına malik halını  $T \leq 400$  K-nə qədər davamlı saxlaması aşkar olunub.

*Ekstremal hallara yarımkəçirici və polimer birləşmələrdən daha davamlı olan oksid dielektriklərin radioaktiv atomlarının daxil edilməsi nəticəsində elektrohəssas halının alınması davamlı detektor və digər fiziki cihazların işlənilməsi istiqamətlərdən biri kimi qəbul edilə bilər.*

## II. Uranil tərtibli silikatların suyun radiasiya-katalitik parçalanmasına təsiri.

Uranil tərkibli silikagelin suyun radiolizindən hidrogen alınma prosesində radiasiya katalitik aktivliyi tədqiq olunub.



**Şəkil 7.** ( $\text{SiO}_2$ ) və tərkibində 0.01% (2) və 1.00% (3) uran olan silikagel üzərində suyun  $\gamma$ -radiolizi ( $D=3,05$  Qr/s,  $T=296\text{K}$ ) zamanı əmələ gələn molekulyar hidrogenin kinetikası:  $G_1(\text{H}_2)$

$=0.38$ ;  $G_2(\text{H}_2)=0.59$ ;  $G_3(\text{H}_2)=0.84$  molekull/100eV.

Alınmış Yuxarıda göstərilən metodika üzrə tərkibində uranil olan silikagel sintez olunub.

nümunələr  $T \geq 623$  K-də vakuumba tam dehidratlaşmaya qədər termovakuum  $P \times 10^{-2}$  Pa işləməyə məruz qalıb. Həmin mühitdə  $\text{UO}_2$ - $\text{SiO}_2$  sistemin radiasiya-katalitik xassəsini modifikasiya etmək məqsədi ilə silikagel  $\text{UO}_2^{+2}$  və  $\text{Be}^{+2}$  məhluldan birgə çökdürmə üsulu ilə  $(\text{UO}_2)_x(\text{BeO})_y(\text{SiO}_2)_z$  şərti tərkibli uranil-silikat və uranil-berillium-silikat sintez olunub. Alınmış nümunələr  $T=723-923$  K əvvəlcə havada, sonra isə termovakuum şəraitində işlənməyə məruz qalıb. Nümunələrdə uranın miqdarı izotop-kütlə spektrometrik və radiospektrometrik üsullarla təyin olunub. Uranil-silikatın iki qatılıqlı 0,01 və 1 atom faizli, uranil-berillium-silikatın isə 0,01 atom faizli uran tərkibli nümunələri sintez olunub. Alınmış nümunələrin xüsusi səthi sahəsi BE üsulu ilə təyin olunub.

#### Cədvəl 2.

Normal silikat nümunələri	$C_U$ at %	$G_{xüsusi}$ m <sup>2</sup> /qr
$\text{SiO}_2$ -I silikogel	-	110
$\text{SiO}_2$ - $\text{UO}_2$	0,01	102
$\text{SiO}_2$ - $\text{UO}_2$	1,0	113
$(\text{UO}_2)_x(\text{BeO})_y(\text{SiO}_2)_z$	0,01	374
$C_{Be}$ 10 at %		

Alınmış nümunələrin radiasiya-katalitik xassəsi suyun statik şəraitdə gamma-radiolizi prosesində sınaqı. Radioliz məhsulları qazoxrom-3101 xromatoqrafında analiz olunub. Hidrogenin alınmış nümunələrin iştirakı ilə heterogen radiolizi məhsulları şəkil 7 və 8 -də verilib.

Berillium uranil-silikat timsalında radiasiya-kimyəvi çıxımın katalizatorun səthinin su molekulları tərəfindən örtülmə dərəcəsi (θ) asılılığı öyrənilib. Bunun üçün müxtəlif θ

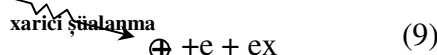
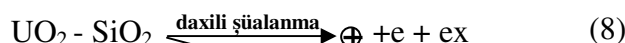
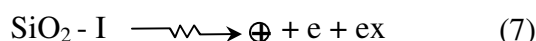
qiymətlərində  $H_2$ -nin alınma kinetikaları tədqiq olunub və kinetik əyrilərin başlanğıc xətti hissəsinə görə  $G(H_2)$  təyin olunub. Şəkil 8-də suyun berillium-uranil-silikat iştirakı ilə radiolizində molekulyar hidrogenin çıxımının katalizatorun səthi örtülmə dərəcəsindən asılılığı verilib. Göründüyü kimi  $G(H_2)=f(\theta)$  asılılığında  $\theta \geq 0,1$  qiymətlərində stasionar oblast müşahidə olunur.

Temperaturun urantərkibli silikatların radiasiya-katalitik xassəsinə təsiri təmiz  $SiO_2-I$  və urantərkibli  $C_U \approx 0,01$  at% silikagel timsalında  $T=673$  K, suyun mühitdə buxarının sıxlığının  $\rho_{H_2O}=6,5$  mqr/sm<sup>3</sup> qiymətlərində statistik şəraitdə kvars reaktorda aparılıb.

Cədvəl 3.

Silikat nümunələri	$C_U$ , silisiuma görə atom %-i	T temperatur, K	$\rho_{H_2O}$ mqr/sm <sup>3</sup>	$G(H_2)$ molekul /100 eV
$SiO_2-I$	-	673	6,5	2,0
$UO_2-SiO_2$	0,01	673	6,5	3,0
$(UO_2)_x(BeO)_y(SiO_2)_z$	0,01	673	6,5	4,5

Alınmış nəticələr göstərir ki, uran silikagelin suyun radiasiya-katalitik xassəsinə artırır. Müşahidə olunmuş artım uranın əlavə enerji ötürmə mərkəzi yaratmaqda başqa, radioaktiv parçalanma məhsullarının enerjisinin suyun radiolitik parçalanmasında iştirakı ilə izah olunur.

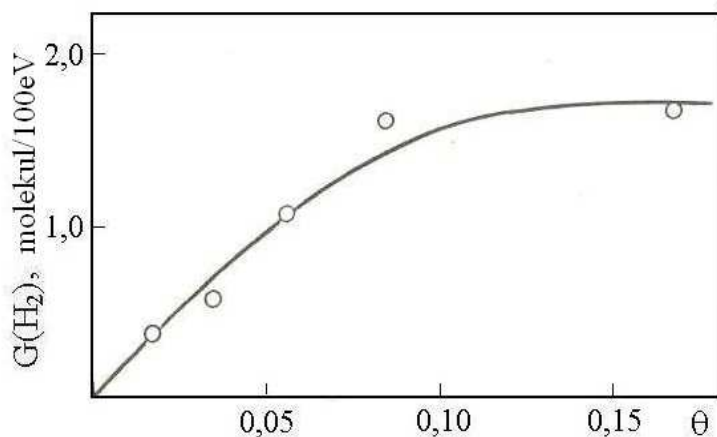


$\oplus, e, ex$

Harada silikagel strukturunda əmələ gələn deşik, elektron və həyəcanlanmış hallardır.

$SiO_2 - I$  təmiz silikatda radioliz yalnız xarici şüalanma hesabına  $\Delta E_x$  baş verdiyi halda, uran tərtibli silikatda isə radioliz prosesi xarici şüalanma ( $\Delta E_x$ ) və daxili radioaktiv parçalanma  $\Delta E_D$  enerjilərinin hesabına baş verir. Odur ki, radioaktiv sistemdə udulma şüa enerjisi intensivliyi şərti olaraq iki tərkib hissə ilə müəyyən edilir ( $J_{\text{üm}}=J_{\text{daxili}}+J_{\text{xarici}}$ ). Odur ki, radioaktiv katalizatorların iştirakı ilə prosesin sürəti adi sistemlərdən çox olacaqdır.

$$\frac{W(H_2)_{\text{radioaktiv}}}{W(H_2)_{SiO_2-I}} = \frac{J_{\text{daxili}} + J_{\text{xarici}}}{J_{\text{xarici}}} = 1 + \frac{J_{\text{daxili}}}{J_{\text{xarici}}} \quad (10)$$

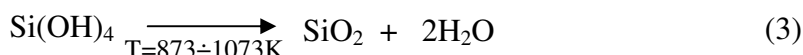
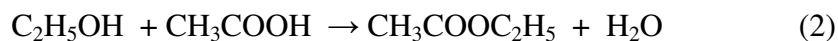


Şəkil 8.  $(UO_2)_x-(BeO)_y-(SiO_2)_z$  katalizatorunun iştirakı ilə suyun  $\gamma$ -radiolizi ( $D=3,25$  Qr/s) zamanı hidrogenin radiasiya-kimyəvi çıxımının səthin tutulma dərəcəsindən asılılığı.

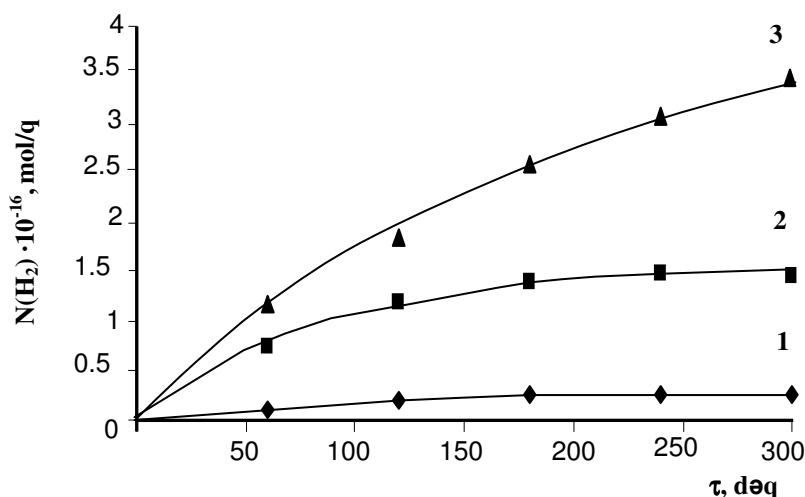
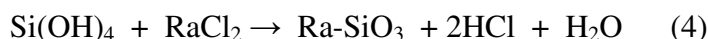


### III. Radium tərkibli silikatların suyun radiolitik parçalanmasında radiasiya – katalitik xassələri.

Təbii radionuklidlərin tipik geniş yayılmış nümayəndəsi radiumdur. Odur ki, tərkibində radium olan silikat aşağıdakı reaksiyalar üzrə sintez olunur.

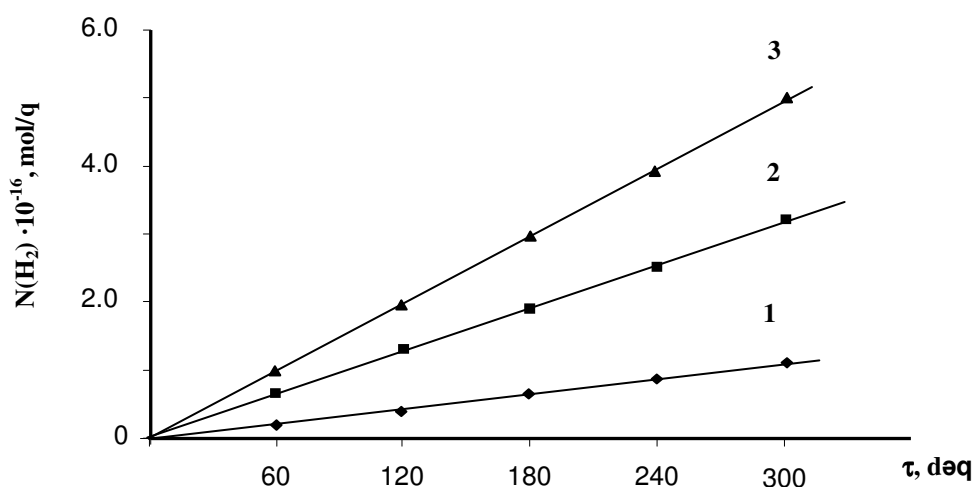


Göstərilən reaksiyalar üzrə təmiz  $\text{SiO}_2$  alınır. Radium-silikat almaq üçün isə  $\text{Si}(\text{OH})_4$  gelinin üzərinə  $\text{RaCl}_2$  əlavə edilib,  $T=373\text{K}$ ,  $\tau=12$  saat müddətində reaksiya aparılır:



Şəkil 9. Ra –  $\text{SiO}_3 + \text{H}_2\text{O}$  sistemində radiasiya – termiki proseslərdə radiumun miqdarından asılı olaraq molekulyar  $\text{H}_2$  –nin alınmasının kinetik ayrışmaları.

1  $A = 260 \text{ Bk}/\sigma$  2  $A = 2500 \text{ Bk}/\sigma$  3  $A = 6100 \text{ Bk}/\sigma$   $T = 300 \text{ K}$   $D' = 0.4$



Şəkil 10. Ra –  $\text{SiO}_3 + \text{H}_2\text{O}$  sistemində radiasiya – termiki proseslərdə radiumun miqdarından asılı olaraq molekulyar  $\text{H}_2$  –nin alınmasının kinetik ayrışmaları.

1.  $A = 260 \text{ Bk}/g$ , 2.  $A = 2500 \text{ Bk}/g$ , 3.  $A = 6100 \text{ Bk}/g$ ,  $T = 373 \text{ K}$ ,  $D = 0,4 \text{ Qr}/s$

Kinetik əyrilər əsasında təyin edilmiş  $W(H_2)$ ,  $G_{\text{ümumi}}(H_2)$  və  $G_{\text{ads}}(H_2)$  qiymətləri cədvəldə verilib.

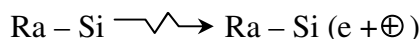
Cədvəl 4.

Radium – silikat nümunələri, onların radioaktivlikləri Bk/q	T=300K, D = 0,4 Qr/s			T=373K, D = 0,4 Qr/s		
	$W(H_2) \cdot 10^{-12}$ Molekul/ qr·s	$G_{\text{üm}}(H_2)$ Molekul/ 100 eV	$G_{\text{ads}}(H_2)$ Molekul/ 100 eV	$W(H_2) \cdot 10^{-12}$ Molekul/ qr·s	$G_{\text{üm}}(H_2)$ Molekul/ 100 eV	$G_{\text{ads}}(H_2)$ Molekul/ 100 eV
1.	260	0,33	0,012	0,56	0,024	5,14
2.	2500	2,25	0,09	2,78	0,12	25,60
3.	6100	3,06	0,12	4,17	0,18	38,54

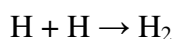
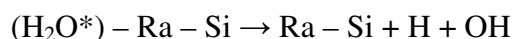
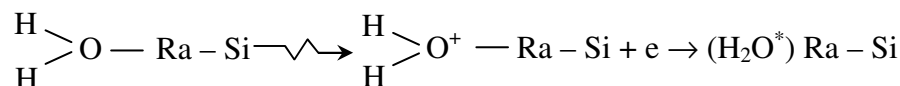
Alınmış nəticələr göstərir ki, silikatın tərkibində radium izotoplarının miqdarı artdıqca onun səthində suyun radiolitik parçalanmasında hidrogenin çıxımı artır. Temperaturun  $T=300\div 373K$  intervalında dəyişməsi də hidrogenin çıxımını artırır. Cədvəldə verilmiş  $G_{\text{ads}}(H_2)$  qiymətlərinin homogen halda təmiz suyun radiolizində müşahidə olunan qiymətlə ( $G(H_2)=0,45$  molekul/100eV) müqayisəsi göstərir ki,  $G_{\text{ads}}(H_2) \geq G_{\text{hom}}(H_2)$ , bu da alınmış radium-silikat sistemlərinin suyun radiolizində radiasiya-katalitik təsir göstərməsini sübut edir.

Radium-silikatın suyun radiolitik parçalanmasına təsiri aşağıdakı faktorların hesabına ola bilər:

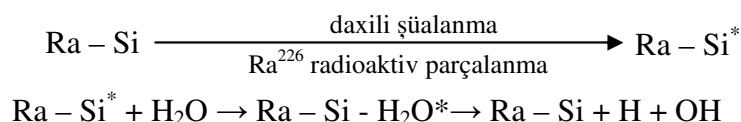
- radium-silikat gamma-şüalarının enerjisini udaraq onu qeyri-tarazlı yükdaşıyıcıların enerjisinə çevirir:



Su Ra-Si sistemində  $Ra^{+2}$  kationun ətrafında ion-dipol qarşılıqlı təsiri üzrə adsorbsiya olunur.



Əmələ gələn OH qrupu silikat strukturu tərəfindən tutulur. Bunun sübutu İQ- udulma spektirlərində OH qrupuna aid udulma zolağının müşahidə edilməsidir. Nəzərə alsaq ki, Ra-Si –da radium  $Ra^{+2}$  kation kimi suyun adsorbisyası və sonrakı proseslərdə aktiv enerji ötürmə mərkəzi rolundan başqa da, radioaktivlik və müvafiq ionlaşdırıcı şüa mənbəyi rolunu da oynayır. Radium və onun parçalanma məhsulları tərəfindən həm  $\alpha$ -şüaları, həm də parçalanmaların digər məhsulları alınır ki, onlar da silikat strukturuna təsir edirlər:



Alınmış nəticələr göstərir ki, radium-silikatın suyun radiolitik parçalanmasında radiasiya-katalitik aktivliyi nümunələrin radioaktivliyinin artması ilə artır. Bu da radioaktiv silikatın suyun radiolitik parçalanmasında daxili şüalanma enerjisinin də istifadə olunması nəticəsinə gəlməyə əsas verir.

**Mühüm nəticə:** İlk dəfə olaraq radioaktiv radium-silikatın daxili şüalanma enerjisinin təsirindən onun suyun radiolitik parçalanmasında radiasiya katalitik aktivliyinin yüksəlməsi faktı aşkar olunub.

## ƏDƏBİYYAT

1. А.А.Гарибов. Радиационно-каталитическое действие оксидных катализаторов в процессе разложение воды, Сборник научных трудов «Радиационно-каталитические процессы в дисперских средах, Ответственный редактор, акад.РАН В.Н.Пармонс, Новосибирск, «Наука» Сибирское отделение, 1992, с.120-161
2. Jay A.LaVerne and Lau Tandon, H<sub>2</sub> Production in the Radiolysis of Water on UO<sub>2</sub> and Other Oxides, J.Phys.Chem. B. 2003, 107, 13623-13628

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА В ИНКЛЮЗИВНОМ АННИГИЛЯЦИОННОМ КРОСС КАНАЛЕ

**Л.А. Агамалиева, Т.О. Байрамова**

*Кафедра строения вещества Бакинский Государственный Университет  
ул. З. Халилова., 23, AZ1148 Баку, Азербайджан*

*В настоящем докладе приводится обсуждение возможного рождения хиггсовского бозона в процессе  $ee^+ \rightarrow Z_0^* \rightarrow Z_0 H$ . Нашей основной задачей является разработка базы асимптотического решения уравнений типа Бете-Солпитера для амплитуды в глубоко-неупругой области изменения импульса при рождении бозона Хиггса. Использовано интегральное уравнение Бете-Солпитера для мнимой части амплитуды рассеяния вперед с минимально пертурбативным ядром - сумма простых лестничных диаграмм. Найдено асимптотическое решение уравнения в виде реджевской асимптотики.*

**Ключевые слова:** асимптотическое поведение, глубоконеупругая область импульсов, уравнение Бете-Солпитера, хиггсовский бозон.

**1. Введение.** В исследованиях в Большом Адронном Коллайдере (БАК) обнаружена новая фундаментальная скалярная (или псевдоскалярная) частица. Измерение константы связи этого нового бозона в стандартной модели (СМ) может быть аргументом в пользу, или в противовес того, что он является ли в действительности бозоном Хиггса СМ [1-6]. Хотя такое открытие, безусловно, подтверждает наше понимание о происхождении массы частиц, тем временем она ограничивает типы теорий, которые могли бы быть предложены за рамками СМ. Например, некоторые простейшие суперсимметричные (SUSY) модели предсказывают массы бозона Хиггса меньше измеренного значения массы  $M_H \cong 125-126 GeV$  [3]. Такая ситуация требует более детального исследования измерения массы и константы взаимодействия бозона Хиггса в различных приближениях. Для достижения этой цели в настоящее время предпринимаются различные подходы(см.[4], и цитируемые там источники). Как известно, хиггсовские бозоны как в  $p\bar{p}$  столкновениях, могут быть

ождаться также в  $ee^+$  столкновениях (например, в процессе  $ee^+ \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ ) [7-9], с дальнейшим распадом  $H \rightarrow 2\gamma$  [10]. Есть мнение, что рассеяние частиц в глубинекоупругой области изменения импульса передается обменом целой траекторией частиц [11, 12]. Вычисление амплитуд рассеяния частиц в основном ведутся в рамках метода теории возмущения (ТВ). Выход за рамки ТВ в калибровочной теории поля может привести к нетривиальным результатам [13].

Как известно суммирование диаграмм лестничного типа всегда приводится к интегральным уравнениям типа Бете-Солпитера (БС) для амплитуды рассеяния [14]. Применением метода уравнения БС в работах [15] вычислялась амплитуда рассеяния в различных моделях квантовой теории поля (КТП). При вычислении асимптотических амплитуд рассеяния конкретных процессов при высоких энергиях, с технической точки зрения удобной является метод предложенный в [16] и развитый в последующих работах [17].

В настоящей работе нами предпринята попытка вычисления амплитуды рассеяния хигговских бозонов в лестничном приближении  $R$  калибровке [7], что может быть базой исследования процессов типа  $ee^+ \rightarrow Z_i^* \rightarrow ZH$ , или исследования инклюзивного канала в  $pp$  столкновениях [1,2].

**2. Уравнение для мнимой части амплитуды рассеяния хигговских бозонов и его асимптотическое решение при  $s \rightarrow \infty$ .** В большинстве вероятных механизмов рождения хиггсовской частицы через взаимодействия с тяжелыми фермионами и калибровочными бозонами менее подавлены [7]. Даже в процессе  $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 + \phi^0$  при полной энергии  $\sqrt{s} \approx 200 GeV$  возможно рождение хиггсовской частицы с массой около  $100 GeV$  и сечением более  $10^{-37} sm^2$ , который соответствует одному событию в день при светимости  $10^{32} sm^2 \cdot s$  [18]. Как известно в СТ нет физической заряженной хиггсовской частицы. Но во многих расширениях модели такие частицы имеются, что приводит к более богатой феноменологии [18]. Так как значения масс и констант связи этих частиц не сильно ограничиваются теорией, то они могут рождаться в процессе  $e^+e^- \rightarrow \phi^+\phi^-$  за счет фотонного обмена.

С другой стороны, согласно модели «техницвета» хиггсовские бозоны являются очень тяжелыми  $m_H \sim 1 TeV$  и составными частицами. Они построены из так называемых «техникварков», взаимодействующие между собой «техноглюонами». Радиус конфайнмента для техницветового взаимодействия – порядка  $1 TeV^{-1}$ . Как известно [8], в случае хиггсовских бозонов с массами порядка  $1 TeV$  должно иметь место сильное взаимодействие между  $H$ ,  $W$  и  $Z$ , при энергиях  $S \sim$  *нескольких TeV*. Можно предположить, что как составная частица  $H$  - бозон возникает как связанное или резонансное состояние и является следствием взаимодействия между элементарными частицами. Эти составные частицы будут лежат на траекториях, по аналогии с тем, как это есть в потенциальном рассеянии.

Для того чтобы получить такие составные частицы, необходимо рассмотреть бесконечные совокупности фейнмановских диаграмм. Этот факт может не быть строгим в математическом смысле, однако по меньшей мере при малых константах связи, где ряду ТВ можно придать некоторый смысл, он кажется весьма правдоподобным.

Значительно более интересным является вопрос суммирования диаграмм лестничного типа. Известно, что суммирование лестничных диаграмм приводит к интегральному уравнению БС, который дает возможность выхода за рамки ТВ [14,15].

В нашей модели суммируются лестничные диаграммы для стандартной  $SU(2) \times U(1)$  - теории в  $R_\xi$  - ковариантной калибровке и со спонтанном нарушением симметрии с лагранжианом взаимодействия  $L_{int}$

$$L_{int.} = gA_\mu (\partial^\mu \phi_1' \phi_2' - \partial^\mu \phi_2' \phi_1') + \frac{1}{2} g^2 A_\mu A^\mu (\phi_1'^2 + \phi_2'^2) - \frac{\lambda}{4} (\phi_1'^2 + \phi_2'^2)^2 + g^2 v A^\mu A_\mu \phi_1' - \lambda v \phi_1' (\phi_1'^2 + \phi_2'^2)$$

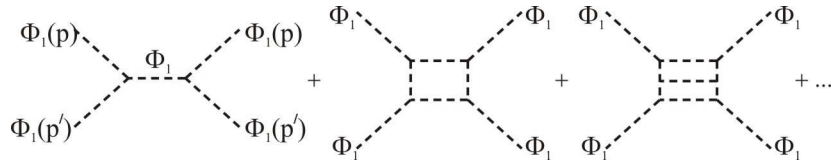


Рис.1.

(Здесь  $\phi^1 = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$  - скалярные поля,  $\phi_2$  - несостоявшиеся гондстоуновские бозоны).

При этом не учитывая диаграммы приведенные на Рис.2,

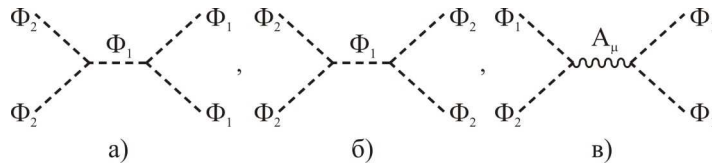


Рис.2.,

приходим к уравнению БС, графический вид которого представлен на Рис.3. Аналитически данное уравнение для мнимой части амплитуды рассеяния вперед в калибровке Фейнмана  $\xi = 1$  имеет вид:

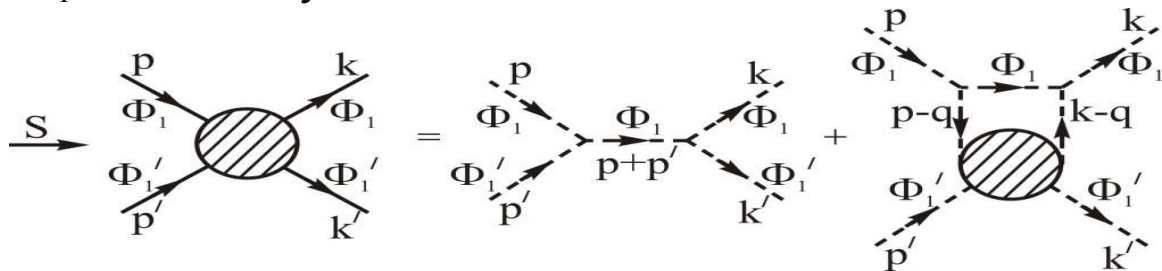


Рис.3. Графический вид уравнения Бете-Солпитера (1).

$$F(s; p^2, p'^2) = 36\pi\lambda^2 v^2 \delta[(p+p')^2 - 2M_H^2] + \frac{2G}{\pi} \int \frac{F(s'; (p-q)^2, p'^2) \delta(q^2 - 2M_H^2) \delta[(p+p'-q)^2 - S'] dS' \theta(p_0 + p'_0 - q_0)}{[(p-q)^2 - 2\mu^2]^2} d^4 q ds' \quad (1)$$

Здесь,  $G = \frac{9\lambda^2 v^2}{8\pi^2 M_H^2}$ ,  $M_H$  - масса скалярного поля  $\phi_1$ , которая может быть

интерпретирована также как масса хигговских бозонов. (В нашей модели, в целях избежания возможных расходимостей в подынтегральном выражении, конечным частицам приписываем массы  $\mu$ ).  $s = (p + p')^2$  – полная энергия налетающих частиц,  $s' = (p + p' - q)^2$ . При этом в подынтегральное выражение введена  $1 = \int ds' \delta[(p + p' - q)^2 - S] \theta(p_0 + p_0 - q_0)$ .

Согласно экспериментальным результатам о поведении амплитуды при  $s \rightarrow \infty$ , решение выбираем в виде реджевской асимптотики  $F(s) = s^\alpha$  [16-17, 20]. Проводя интегрирования в С.Ц.И:  $\vec{p} + \vec{p}' = 0$  по угловым и импульсным переменным (при этом предполагая, что внешние частицы находятся на массовой поверхности:  $p^2 = \mu^2$ ,  $p'^2 = \mu^2$ , а поправка к амплитуде за счет выхода за рамки ТВ порядка  $(p^2 - \mu^2)/s$ , при  $s \rightarrow \infty$ , т.е.,  $F = F|_{p^2=\mu^2} + dF|_{p^2 \neq \mu^2}$ ), получим

$$1 = G \int_0^1 \frac{(1-y)^\alpha y}{y^2 + 2\nu^2} dy, \quad (2)$$

(Здесь  $y = 1 - \frac{s'}{s}$ ,  $\nu^2 = \frac{\mu^2}{M_H^2}$ ) которая приводится к сумме двух гипергеометрических функций Гаусса [18]

$$\frac{4\nu^2}{G} (\alpha+1)(\alpha+2) = {}_2F_1\left(1, 2; \alpha+3; \frac{iM_H}{\sqrt{2}\mu}\right) + {}_2F_1\left(1, 2; \alpha+3; -\frac{iM_H}{\sqrt{2}\mu}\right) \quad (3)$$

Правая часть этого равенства является суммой однозначных аналитических функций от  $\frac{iM_H}{\sqrt{2}\mu}$  в области  $\left| \arg\left(1 - \frac{iM_H}{\sqrt{2}\mu}\right) \right| < \pi$ : таким образом, равенство (3) дает аналитическое продолжение для  ${}_2F_1$  функций [21].

В случай когда  $M_H < \sqrt{2}\mu$  (т.е. виртуальный хигговский бозон каким-то механизмом приобретает дополнительную массу) уравнение (3) выражается в виде ряда [21]:

$$\frac{4\mu^2}{GM_H^2} (\alpha+1)(\alpha+2) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(1)_n (2)_n}{(\alpha+3)_n n!} \left[ \left( \frac{iM_H}{\sqrt{2}\mu} \right)^n + \left( -\frac{iM_H}{\sqrt{2}\mu} \right)^n \right],$$

откуда находим явное аналитическое выражение для  $\alpha$

$$\alpha = \frac{3}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1 + 2G \frac{M_H^2}{\mu^2}},$$

которое имеет хорошую согласуемость с выводами проделанными в рамках полюсов Редже [15-17], [20].

### Вместо заключения.

Проводимые нами вычисления составят предмет рассмотрения процесса  $ee^+ \rightarrow Z_0^* \rightarrow Z_0 H$  и процесса возможного рождения хиггсовского бозона в  $pp$  – столкновениях.

На наш взгляд, такой подход исследования электророждения бозона Хиггса позволяет простым способом (хотя в грубом приближении) вычислить константу взаимодействия спорной частицы, обнаруженного в БАК [1], [2].

### Благодарности

Авторы признательны Р.Г. Джафарову за полезные советы и обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Chatrchyan S. et al. (**CMS Collaboration**) // Phys.Lett. B – 2012. – V. B 710. – P. 092002. 403; Chatrchyan S. et al. (**CMS Collaboration**) // Phys.Lett.B – 2012. – V.B710. – P.1202.1488. 26.
2. Aad G. et al. (**ATLAS Collaboration**) // Phys.Rev.Lett. – 2012. – V.108. – P.1202.1414. 111803; Aad G. et al. (**ATLAS Collaboration**) // Phys.Lett. B – 2012. – V.108. – P.1202.1408. 49; Aad G. // Phys. Rev. D. – 2012. – V.85. – P. 092002.
3. Arbey A., Battaglia M., Djouadi A., and Mahmoudi F. // JHEP– 2012. – V. 1209. – P. 12.02.1408. 49.
4. [Chiang Cheng-Wei](#), [Yagyuu Kei](#). Preprint [arXiv: arXiv:1211.2658](#) [hep-ph]. – 39PP.; [Bernal Nicolas](#), [Boehm Celine](#), [Palomares-Ruiz Sergio](#), [Silk Joseph](#), [Toma Takashi](#). Preprint [arXiv:1211.2639](#) [hep-ph] – 8 PP.; **CMS Collaboration**. 2012.; P. 1207.1348. 107.
5. Рубаков В А// УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 1017–1025
6. Окунь Л Б// УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 1026–1031; 1031–1032
7. Ченг Т.-П., Ли Л.-Ф. *Калибровочные теории в физике элементарных частиц* – М. Мир, 1987. – 624 С.
8. Окунь Л Б *Лептоны и кварки*– М. Наука, 1990. – 337 С.
9. Пескин М.Е., Шредер Д.В. *Введение в квантовую теорию поля* – Научно-издательский центр “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001. –783 С.
10. Волошин М.Б. // ЯФ. – 1978. – Т. 29. – С. 1368–1378; Вайнштейн А.И., Волошин М.Б., Захаров В.И., Шифман М.А. // ЯФ. – 1979. – Т. 30. – С. 1368–1378.
11. Ioffe V.L., Fadin V.S., Lipatov L.N. *Quantum chromodynamics: Perturbative and nonperturbative aspect*. – Cambridge monographs on particle physics and nuclear physics. – 2010, 585p.
12. [Bartels J.](#), [Fadin V.S.](#), [Lipatov L.N.](#), [Vacca G.P.](#) // Preprint (hep-th) [arXiv:1210.0797](#). – 28 P.
13. Rochev V.E. Preprint (hep-th) [arXiv:9812315](#). – 13P.
14. Арбузов Б.А., Логунов А.А., Тавхелидзе А.Н., Фаустов Р.Н., Филиппов А.Т. // ЖЭТФ. – 1963. – Т. 44. – С. 1409–1411; Арбузов Б.А., Логунов А.А., Тавхелидзе А.Н., Фаустов Р.Н. // ДАН СССР. – 1963. – Т. 150. – С. 764–766; Amati D., Fubini S., Stanghellini A. // Nuovo Cimento. – 1962. – V. 26. – P.896–954; Bertocchi L., Fubini S., Tonin M. // Nuovo Cim. – 1962. – V. 25. – P. 626–654.
15. Арбузов Б.А., Рочев В.Е. // ЯФ. – 1975. – Т. 21. – С. 883–889; Клименко К.Г.,

- Рочев В.Е. // ТМФ. – 1977. – Т. 30. – С. 191–198; Арбузов Б.А., Дьяконов В.Ю., Рочев В.Е. // ЯФ. – 1976. – Т.23. – С. 904–910; Callan Curtis G., Jr. and Goldberger M.L. // Phys. Rev. D. – 1975. – V.11. – P. 1553–1562; Muzinich Ivan J. and Tsao Hung-Sheng. // Phys. Rev. D. – 1975. – V. 11. – P. 2203–2208; Kugler M., Nussinov S. // Nucl. Phys. B. – 1971. – V. 28. – P. 97–108; Клименко К.Г., Рочев В.Е. // ЯФ. – 1980. – Т. 31. – С. 448–454.
16. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. // Краткие сообщения по физике ФИАН СССР. 1986. – No 11. – С. 25–28.
17. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. // Доклады АН Азербайджанской ССР. – 1987. – Т. 43. – С. 34–37; Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. Ливашвили А.И. // Изв. Вузов СССР, Физика. 1989. – No 5. – С.49 –52; Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. // Изв. Вузов СССР, Физика. 2001. – No 5. – С.14 –19.
18. Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V. // Nucl. Phys. B. – 1976. – V. B10. – P. 292–302.
19. Donoghue J.F., Li L. –F. // Phys. Rev. D. – 1979. – V.D9. – P. 945; Golowich E., Yang T.C. // Phys. Lett. – 1979. – V.B80. – P. 245;
20. Кайдалов А.Б. // УФН. 2003. – Т. 173. – С.1153 – 1170.
21. Бейтмен Г., Эрдейи А. *Высшие трансцендентные функции*. Т. 1 – М.: Наука, 1973. – 294 С.

## $\pi$ -Meson- NUCLEON COUPLING CONSTANT $g_{\pi NN}$ FROM SOFT-WALL AdS/QCD MODEL

**Shahin Mamedov<sup>1</sup>, Ibrahim Atayev<sup>2</sup>**

(1) *Institute for Physical Problems and*

(2) *Theoretical Physics Department of Baku State University*

*We consider axial-vector spinor interaction in soft-wall AdS/QCD model. We write Lagrangian for these fields in the bulk of AdS space in the free case and find solutions to equations of motion. Having write an interaction terms for these fields in the bulk we extract  $g_{\pi NN}$  coupling constant in the boundary QCD by use of AdS/CFT correspondence.*

### **Introduction.**

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

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

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

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

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

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



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

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

### 1. $\pi$ - mesons in soft-wall model

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

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

Here 5-dimensional coupling constant is related with number of colors  $g_5^2 = \frac{12\pi^2}{N_c}$ . We can get axial-vector field from these gauge fields by composing them:  $A = \frac{1}{2}(A_L - A_R)$ . We shall work in  $A_5 = 0$  gauge. Equations of motion for axial-vector and  $\pi$  - meson field will be obtained from the action (5) and have forms:

$$\left[ \partial_z \left( \frac{e^{-\phi(z)}}{z} \partial_z A_\mu^\alpha \right) + \frac{q^2 e^{-\phi(z)}}{z} A_\mu^\alpha - \frac{g_5^2 v(z) e^{-\phi(z)}}{z^3} A_\mu^\alpha \right]_{\perp} = 0 \quad (6)$$

$$\partial_z \left( \frac{e^{-\phi(z)}}{z} \partial_z \varphi^\alpha \right) + \frac{g_5^2 v(z)^2 e^{-\phi(z)}}{z^3} (\pi^\alpha - \varphi^\alpha) = 0 \quad (7)$$

$$-q^2 \partial_z \varphi^\alpha + \frac{g_5^2 v(z)^2}{z^3} \partial_z \pi^\alpha = 0 \quad (8)$$

$$\partial_z \left( \frac{e^{-\phi(z)}}{z} \partial_z V_\mu^\alpha \right) + \frac{q^2 e^{-\phi(z)}}{z} V_\mu^\alpha = 0. \quad (9)$$

### 2. Nucleons in soft-wall model

We shall introduce here fermion field interacting with vector field following to Ref. [2]. Such a field will be described by following action:

$$S_F = \int d^{d+1}x \sqrt{g} e^{-\Phi(z)} \left( \frac{i}{2} \bar{\Psi} e_A^N \Gamma^A D_N \bar{\Psi} - \frac{i}{2} (D_N \Psi)^+ \Gamma^0 e_A^N \Gamma^A \Psi - (M + \Phi(z)) \bar{\Psi} \Psi \right) \quad (10)$$

Here  $e_A^N = z \delta_A^N$  and the covariant derivative is  $D_N = \partial_N + \frac{1}{8} \omega_{NAB} [\Gamma^A, \Gamma^B] - iV_N$ . Non-zero components of spin connection are:  $\omega_{\mu 5\nu} = -\omega_{\mu\nu 5} = \frac{1}{z} \eta_{\mu\nu}$ . The five dimensional gamma matrices obey anticommutation relation  $\{\Gamma^A, \Gamma^B\} = 2\eta^{AB}$  and defined as  $\Gamma^A = (\gamma^\mu, -i\gamma^5)$ . Equation of motion obtained from the action (10) has a form below:

$$\left[ i e_A^N \Gamma^A D_N - \frac{i}{2} (\partial_N \Phi) e_A^N \Gamma^A - (M + \Phi(z)) \right] \Psi = 0 \quad (11)$$

With  $\Delta = \frac{d}{2} - M$  from the (11) it will be obtained second order equations for profile functions:

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

Which have following solutions expressed in Laguerre polynomials:

$$\psi_L^{(n)}(z) = n_L \xi^\alpha L_n^{(\alpha)}(\xi), \quad \psi_R^{(n)}(z) = n_R \xi^{\alpha-\frac{1}{2}} L_n^{(\alpha-1)}(\xi) \quad (12)$$

The normalization constants are equal to

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

And final profile functions are:

$$f_L(p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n m_n \psi_L^{(n)}(z)}{p^2 - m_n^2}, \quad f_R(p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n p \psi_R^{(n)}(z)}{p^2 - m_n^2} \quad (13)$$

### 3. Bulk interaction Lagrangian for the boundary $\pi$ -meson- nucleon coupling

The interaction in the bulk fermion with the vector field is described by the action

$$I = \int d^5x e^{-\Phi(z)} \sqrt{g} \mathcal{L}_{int} \quad (14)$$

The interaction Lagrangian will contain different kind terms, which we shall establish here. First of all it contains term of Yukawa interaction:

$$\mathcal{L}_{\pi NN} = -g \bar{N}_1 X N_2 + h.c., \quad (15)$$

We can utilize another Lagrangian terms introduced in [3] for description of complete bulk interaction of scalar field with the fermion in the hard-wall model. Of course, these kinds of interaction are model independent and will be hold for the bulk interaction in the soft-wall model as well:

$$\mathcal{L}_{FNN} = \frac{i}{2} k_1 [\bar{N}_1 X \Gamma^{MN} (F_R)_{MN} N_2 + \bar{N}_2 X^+ \Gamma^{MN} (F_L)_{MN} N_1 - h.c.] \quad (16)$$

Unknown parameter  $k_1$  will be found from the fitting  $g_{\pi NN}$  coupling constant of ground state of nucleons. These Lagrangian terms will lead to following contributions to this coupling:

$$g_{\pi NN}^{(0)nm} = g \int_0^\infty \frac{dz}{4z^3} e^{-\Phi(z)} \pi(z) \left( f_{1L}^{(n)*}(z) f_{2R}^{(m)}(z) - f_{2L}^{(n)*}(z) f_{1R}^{(m)}(z) \right)$$

$$g_{\pi NN}^{(1)nm} = k_1 \left( m_N^{(n)} + m_N^{(m)} \right) \int_0^\infty \frac{dz}{z^3} e^{-\Phi(z)} \pi(z) v(z) \left( f_{1L}^{(n)*} f_{2L}^{(m)} - f_{2L}^{(n)*} f_{1L}^{(m)} \right) \quad (17)$$

## REFERENCES

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

## On $\rho$ -MESON- NUCLEON COUPLING CONSTANT ( $g_{\rho NN}$ ) IN THE SOFT-WALL MODEL OF AdS/QCD

**Shahin Mamedov<sup>1</sup>, Narmin Huseynova<sup>2</sup>**

(1) *Institute for Physical Problems and*

(2) *Theoretical Physics Department of Baku State University*

*We consider vector spinor interaction in soft-wall AdS/QCD model. We write Lagrangian for these fields in the bulk of AdS space and find solutions to free equations of motion. Having write an interaction terms for these fields in the bulk we extract coupling constant in the boundary QCD using AdS/CFT correspondence.*

*Introduction.*

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

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

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

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

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

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

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

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

### 1. $\rho$ -mesons in soft-wall model

In the bulk of AdS space there are gauge fields  $A_L^M$  and  $A_R^M$ , which transform as a left and right chiral fields under  $SU(N_F)_L \times SU(N_F)_R$ . Besides gauge fields there is scalar field  $X$ , which transforms under bifundamental representation of gauge group  $SU(N_F)_L \times SU(N_F)_R$ . Action for these fields has a form:

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

Here 5-dimensional coupling constant is related with number of colors  $g_5^2 = \frac{12\pi^2}{N_c}$ . We can get a vector field from these gauge fields by composing them:  $V = A_L + A_R$ . We shall work in  $V_3 = 0$  gauge. Equation of motion for vector field will be obtained from the action (5) and has a form

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

where  $B = \Phi - A$ . Making substitution

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

This equation is reduced to the Schroedinger equation form and will have solution in the form below:

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

For  $\rho$ -mesons  $m = 1$  and solution (8) becomes

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

And mass spectrum for excited states has reliable linear dependence from  $n$ :  $m_n^2 = 4(n+1)$ .

Now introduce the fermion fields in the bulk of AdS space.

## 2. Nucleons in soft-wall model

We shall introduce here fermion field interacting with vector field following to Ref. [2]. Such a field will be described by following action:

$$S_F = \int d^{d+1}x \sqrt{g} e^{-\Phi(z)} \left( \frac{i}{2} \bar{\Psi} e_A^N \Gamma^A D_N \bar{\Psi} - \frac{i}{2} (D_N \Psi)^+ \Gamma^0 e_A^N \Gamma^A \Psi - (M + \Phi(z)) \bar{\Psi} \Psi \right) \quad (10)$$

Here  $e_A^N = z \delta_A^N$  and the covariant derivative is  $D_N = \partial_N + \frac{1}{8} \omega_{NAB} [\Gamma^A, \Gamma^B] - iV_N$ . Non-zero components of spin connection are:  $\omega_{\mu z \nu} = -\omega_{\mu \nu z} = \frac{1}{z} \eta_{\mu \nu}$ . The five dimensional gamma matrices obey anticommutation relation  $\{\Gamma^A, \Gamma^B\} = 2\eta^{AB}$  and defined as  $\Gamma^A = (\gamma^\mu, -i\gamma^5)$ . Equation of motion obtained from the action (10) has a form below:

$$\left[ i e_A^N \Gamma^A D_N - \frac{i}{z} (\partial_N \Phi) e_A^N \Gamma^A - (M + \Phi(z)) \right] \Psi = 0 \quad (11)$$

With  $\Delta = \frac{d}{2} - M$  from the (11) it will be obtained second order equations for profile functions:

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

Which have following solutions expressed in Laguerre polynomials:

$$\psi_L^{(n)}(z) = n_L \xi^\alpha L_n^{(\alpha)}(\xi), \quad \psi_R^{(n)}(z) = n_R \xi^{\alpha - \frac{1}{2}} L_n^{(\alpha-1)}(\xi) \quad (12)$$

The normalization constants are equal to

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

And final profile functions are:

$$f_L(p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n m_n \psi_L^{(n)}(z)}{p^2 - m_n^2}, \quad f_R(p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n p \psi_R^{(n)}(z)}{p^2 - m_n^2} \quad (13)$$

## 3. Bulk interaction Lagrangian for the boundary $\rho$ -meson- nucleon coupling

The interaction in the bulk fermion with the vector field is described by the action

$$I = \int d^5x e^{-\Phi(z)} \sqrt{g} \mathcal{L}_{int} \quad (14)$$

The interaction Lagrangian will contain different kind terms, which we shall establish here.

First of all it contains term of simple interaction of vector field with the current of fermions

$$\mathcal{L}_{\rho NN} = \bar{N}_1 \Gamma^\mu V_\mu N_1 + \bar{N}_2 \Gamma^\mu V_\mu N_2, \quad (15)$$

This interaction gives following integral for the  $\mathcal{G}_{\rho NN}$

$$\mathcal{G}_{\rho NN}^{(0)nm} = \int_0^\infty \frac{dz}{z^4} e^{-\Phi(z)} g_0(z) \left( f_{1L}^{(n)*}(z) f_{1L}^{(m)}(z) + f_{2L}^{(n)*}(z) f_{2L}^{(m)}(z) \right) \quad (16)$$

Here  $g_0(z) = \psi_1(z)$  and superscript  $nm$  indices indicate excited states of nucleon. We can utilize another Lagrangian terms introduced in [3] for description of complete bulk interaction of vector field with the fermion in the hard-wall model. Of course, these kinds of interaction are model independent and will be hold for the bulk interaction in the soft-wall model as well:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{FNN} = & ik_1[\bar{N}_1\Gamma^{MN}(F_L)_{MN}N_1 - \bar{N}_2\Gamma^{MN}(F_R)_{MN}N_2] + \\ & + \frac{i}{2}k_2[\bar{N}_1X\Gamma^{MN}(F_R)_{MN}N_2 + \bar{N}_2X^+\Gamma^{MN}(F_L)_{MN}N_1 - h.c.]. \end{aligned} \quad (17)$$

Unknown parameters  $k_1$  and  $k_2$  are found from the fitting  $g_{\rho NN}$  coupling constant of ground state of nucleons and is  $g_{\rho NN} = -8.6$ . The contribution of Lagrangian (17) to the coupling constant  $g_{\rho NN}$

$$\begin{aligned} g_{\rho NN}^{(1)nm} = & -2 \int_0^\infty \frac{dz}{z^3} e^{-\kappa^2 z^2} g'_0 \left[ k_1 \left( f_{1L}^{(n)*} f_{1L}^{(m)} - f_{2L}^{(n)*} f_{2L}^{(m)} \right) \right. \\ & \left. + k_2 v(z) \left( f_{1L}^{(n)*} f_{2L}^{(m)} + f_{2L}^{(n)*} f_{1L}^{(m)} \right) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

## REFERENCES

5. A.Karch, E. Katz, D.T.Son and M.A. Stephanov, Phys. Rev. D 74, 015005 (2006),
6. Z. Abidin and C.Carlson, Phys. Rev. D 79, 115003 (2009),
7. H.C. Ahn. D.K. Hong, C.Park and S. Siwach, Phys.Rev. D 80, 054001 (2009)

## О ДВИЖЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЕРЕМЕННОМ ОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

**Шакир М Нагиев**

*Институт Физики НАНА*  
**smnagiyev@physics.ab.az**

*Рассмотрена задача об одномерном движении релятивистской квантовой частицы под действием зависящей от времени силы. Найден явный вид оператора эволюции. Получены операторные тождества типа формулы Бейкера-Кампбелла-Хаусдорфа. Вычислены пропэгаторы релятивистской квантовой частицы во внешнем однородном переменном поле.*

1. В данной работе рассматривается задача об одномерном движении релятивистской квантовой частицы под действием зависящей от времени силы  $F(t)$ . Это точно решаемая задача сформулирована в рамках релятивистской конечно-разностной квантовой механики, развитой в работах [1-14]. Движение частицы в релятивистском конфигурационном  $x$ -представлении описывается уравнением

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} = [H_{0R} - F(t)x] \psi(x,t), \quad (1)$$

где  $H_{0R} = mc^2 ch(i\lambda \partial_x)$  - релятивистский свободный гамильтониан,  $\partial_x = \partial/\partial x$ ,  $\lambda = \hbar/mc$  - комптоновская длина волны и  $\exp(a\partial_x) f(x) = f(x+a)$ . В нерелятивистском пределе, когда  $c \rightarrow \infty$ , это уравнение переходит в соответствующее уравнение Шредингера [15,16]

$$i\hbar \frac{\partial \psi_N(x,t)}{\partial t} = [H_{0N} - F(t)x] \psi_N(x,t) \quad (2)$$

с нерелятивистским свободным гамильтонианом  $H_{0N} = -\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2$ . Уравнения (1) и (2)

являются частными случаями уравнения вида

$$i\hbar \frac{\partial v(x,t)}{\partial t} = [H_0(-i\hbar \partial_x) - a(t)x]v(x,t), \quad (3)$$

где  $H_0(-i\hbar \partial_x)$  – свободный гамильтониан, а  $a(t)$  – сила.

Для решения уравнения (3) удобно перейти в импульсное  $y$ -представление, где оно принимает вид дифференциального уравнения:

$$i\hbar \frac{\partial u(y,t)}{\partial t} = \left[ H_0(y) - i\hbar a(t) \frac{\partial}{\partial y} \right] u(y,t). \quad (4)$$

Функции  $v(x,t)$  и  $u(y,t)$  связаны друг с другом через Фурье преобразованием, т.е.

$$v(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ixy/\hbar} u(y,t) dy. \quad (5)$$

Очевидно, что уравнения (2) и (3), записанные в импульсном  $p$ -представлении будут частными случаями уравнения (4), причем в релятивистском случае  $y = mc\chi$ ,  $H_0(y) = mc^2 c\hbar\chi$  и  $u(y,t) = \Phi(p,t)$ , а в нерелятивистском случае  $y = p$ ,  $H_0(y) = p^2 / 2m$  и  $u(y,t) = \Phi_N(p,t)$ .

Представим решение уравнения (4) в виде

$$u(y,t) = \hat{U}(y,t) u_E(y,0), \quad t > 0 \quad (6)$$

где

$$\hat{U}(y,t) = T e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t [H_0(y) - i\hbar a(t') \partial_y] dt'} \quad (7)$$

есть оператор эволюции системы в импульсном представлении с начальным условием

$\hat{U}(y,0) = 1$ , а  $u_E(y,0) = \varphi(y)$  – значение волновой функции в момент времени  $t = 0$ .

В дальнейшем в качестве начальной волновой функции будем брать волновую функцию стационарной задачи, когда  $a(t) = a = const$ , т.е.  $\varphi(y) = u_E^{(0)}(y,0)$ , где

$$u_E^{(0)}(y,t) = e^{\frac{i}{\hbar a_0} (yE - Go(y)) - \frac{iEt}{\hbar}}, \quad Go(y) = \int H_0(y) dy. \quad (8)$$

Раскрытие хронологического  $T$ -произведения в (7) приводит к следующему выражению для оператора эволюции

$$\hat{U}(y,t) = e^{-iS(y-\delta(t),t)} e^{-\delta(t)\partial_y}. \quad (9)$$

Здесь использованы обозначения:

$$S(y,t) = \frac{1}{\hbar} \int_0^t H_0(y + \delta(t')) dt', \quad \delta(t) = \int_0^t a(t') dt'. \quad (10)$$

Зная явный вид оператора эволюции (9), мы можем теперь найти решение уравнения (4)

$$u(y,t) = e^{iS(y-\delta(t),t)} u_E^{(0)}(y - \delta(t), 0) \quad (11)$$

и тем самым найти волновую функцию  $\Phi(p, t)$  рассматриваемой релятивистской квантовой системы в  $p$  –представлении

$$\Phi_E(p, t) = e^{-iS_R(\chi - \delta_R(t), t)} \Phi_E^{(0)}(\chi - \delta_R(t), 0). \quad (12)$$

Здесь

$$\Phi_E^{(0)}(\chi, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar F_0}} e^{\frac{i}{\hbar F_0}(\chi E - mc^2 sh\chi) - \frac{iEt}{\hbar}}, \quad p = mc sh\chi \quad (13)$$

есть волновая функция релятивистской квантовой частицы в постоянном однородном

поле, т.е. при  $F(t) = F_0 = const$  [14],  $\delta_R(t) = \frac{1}{mc} \int_0^t F(t') dt'$ , а

$$S_R(\chi, t) = \frac{mc^2}{\hbar} \int_0^t ch(\chi + \delta(t')) dt' = \sigma(t) ch\chi + \gamma(t) sh\chi, \quad (14)$$

$$\sigma(t) = \frac{mc^2}{\hbar} \int_0^t ch\delta_R(t') dt', \quad \gamma(t) = \frac{mc^2}{\hbar} \int_0^t sh\delta_R(t') dt'.$$

Для волновой функции (12) выполняются условия ортонормированности и полноты:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_E^*(p, t) \Phi_{E'}(p, t) d\Omega_p = \delta(E - E') \quad , \quad (15)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_E^*(p, t) \Phi_E(p', t) dE = \frac{1}{mc} \delta(\chi - \chi').$$

В нерелятивистском пределе она переходит в волновую функцию нерелятивистской квантовой частицы в нестационарном однородном поле

$$\Phi_{NE}(p, t) = e^{-iS_N(p - \delta_N(t), t)} \Phi_{NE}^{(0)}(p - \delta_N(t), 0), \quad (16)$$

где функция

$$\Phi_{NE}^{(0)}(p, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar F_0}} e^{\frac{i}{\hbar F_0} \left( pE_N - \frac{p^3}{6m} \right) - \frac{iE_N t}{\hbar}} \quad (17)$$

является волновой функцией нерелятивистской частицы в постоянном однородном

поле (см. например, [15]),  $E_N = \lim_{c \rightarrow \infty} (E - mc^2)$ ,  $\delta_N(t) = \int_0^t F(t') dt'$ , а

$$S_N(p, t) = \frac{1}{2m\hbar} \int_0^t (p + \delta_N(t'))^2 dt' = \frac{1}{2m\hbar} (p^2 t + 2p\delta_1(t) + \delta_2(t)), \quad (18)$$

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

Имеет место следующее предельное соотношение

$$\lim_{c \rightarrow \infty} \left[ S_R(\chi, t) - \frac{mc^2}{\hbar} t \right] = S_N(p, t). \quad (19)$$

Можно показать, что после некоторых преобразований функция (16) совпадает с результатом работы [16].

Для получения решение уравнения (1), т.е. волновую функцию  $\psi_E(x, t)$  в  $x$ -представлении можно теперь совершить в формуле (12) переход к фурье-образу (см. формулу (П.1)). Ответ будет следующим:

1) при  $\sigma > \gamma$

$$\psi_E(x, t) = \frac{1}{\pi \hbar \sqrt{|F_0|}} e^{\frac{ix\delta_R(t) + x_1(\frac{\pi}{2} - iq_1)}{\hbar}} K_{ix_1/\hbar}(\sqrt{\gamma^2 - \sigma^2}), \quad thq_1 = \sigma/\gamma; \quad (20)$$

2) при  $\sigma < \gamma$

$$\psi_E(x, t) = \frac{1}{2\pi \hbar \sqrt{|F_0|}} e^{\frac{ix\delta_R(t) + x_1(\frac{\pi}{2} - iq_2)}{\hbar}} H_{ix_1/\hbar}^{(2)}(\sqrt{\sigma^2 - \gamma^2}), \quad thq_2 = \gamma/\sigma. \quad (21)$$

Перейдем теперь к фурье-образу в формуле (6) и тем самым получим явный вид оператора эволюции в  $x$ -представлении

$$v(x, t) = \hat{U}(x, t) v(x, 0), \quad t > 0, \quad (22)$$

где

$$\hat{U}(x, t) = T e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t [H_0(-i\hbar \partial_x) - a(t')x] dt'} = e^{\frac{ix\delta(t)}{\hbar}} e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t H_0(-i\hbar \partial_x - \delta(t')) dt'}. \quad (23)$$

Подчеркнем, что здесь свободной гамильтониан может иметь произвольную функциональную зависимость своего аргумента.

2. Знание оператора эволюции  $\hat{U}(t)$  динамической системы эквивалентно решению уравнения движения, поскольку этот оператор по определению переводит состояние  $|\psi(0)\rangle$  в состояние  $|\psi(t)\rangle$ :

$$|\psi(t)\rangle = \hat{U}(t) |\psi(0)\rangle, \quad t > 0. \quad (24)$$

Его матричные элементы в различных базисах дают нам пропагаторы (функции Грина) в различных представлениях. Здесь мы будем найти пропагаторы рассматриваемой релятивистской системы в импульсном, координатном, смешанном и энергетическом представлениях.

Мы их найдем в общем виде исходя из формул (9) и (23), т.е. неконкретизируя явного вида свободного гамильтониана  $H_0$ . Поэтому результаты, обсуждаемые в этом параграфе в дальнейшем остаются справедливыми для любых задач, описываемых уравнениями типа уравнения (3) или (4).

1) **Импульсное представление.** Пропагатор в импульсном  $u$ -представлении  $K(y_2, t; y_1, 0)$  представляет собой амплитуду вероятности попасть частицу из точки  $(y_1, 0)$  в точку  $(y_2, t)$ :

$$u(y_2, t) = \int_{-\infty}^{\infty} K(y_2, t; y_1, 0) u_1(y_1, 0) dy_1, \quad t > 0. \quad (25)$$

Функция  $K(y_2, t; y_1, 0)$  удовлетворяет следующему граничному условию

$$K(y_2, t; y_1, 0) = 0 \quad \text{при} \quad t < 0. \quad (26)$$



Ее можно определить как матричный элемент оператора эволюции в  $y$ -представлении

$$K(y_2, t; y_1, 0) = \langle y_2 | \hat{U}(t) | y_1 \rangle = \hat{U}(y_2, t) \delta(y_2 - y_1). \quad (27)$$

Из (27) и (9) получаем, что

$$K(y_2, t; y_1, 0) = \theta(t) e^{-iS(y_1, t)} \delta(y_2 - y_1 - \delta(t)). \quad (28)$$

Очевидно, что выполняется предельное равенство

$$\lim_{t \rightarrow 0} K(y_2, t; y_1, 0) = \delta(y_2 - y_1). \quad (29)$$

Кроме того, пропагатор  $K(y_2, t; y_1, 0)$  подчиняется уравнению (см. (4)):

$$\left[ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H_0(y_2) + i\hbar a(t) \frac{\partial}{\partial y_2} \right] K(y_2, t; y_1 > 0) = i\hbar \delta(t) \delta(y_2 - y_1) \quad (30)$$

где  $\delta(t)$  есть  $\delta$ -функция Дирака. Это уравнение вместе с граничным условием (26) определяет запаздывающий пропагатор.

2) **Координатное представление.** Пропагатор в координатном  $x$ -представлении можно определить либо как матричный элемент оператора эволюции (23)

$$K(x_2, t; x_1, 0) = \langle x_2 | \hat{U}(t) | x_1 \rangle = \mathcal{U}(x_2, t) \delta(x_2 - x_1), \quad (31)$$

либо найти из уравнения (см. (3))

$$\left[ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H_0(-i\hbar \partial x_2) + a(t) x_2 \right] K(x_2, t; x_1 > 0) = i\hbar \delta(t) \delta(x_2 - x_1) \quad (32)$$

с начальным условием

$$K(x_2, t; x_1, 0) = 0 \text{ при } t < 0. \quad (33)$$

Из (31) очевидным образом следуют условие

$$\lim_{t \rightarrow 0} K(x_2, t; x_1, 0) = \delta(x_2 - x_1) \quad (34)$$

и интегральное представление

$$K(x_2, t; x_1, 0) = \frac{1}{2\pi\hbar} \theta(t) e^{\frac{ix_2 \delta(t)}{\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t H_0(y + \delta(t')) dt'} e^{iy(x_2 - x_1)/\hbar} dy \quad (35)$$

для пропагатора.

В пределе  $a(t) \rightarrow 0$  из (28) и (35) получаем пропагатор для свободной частицы, соответственно в  $p$ - и  $x$ -представлениях

$$K_0(y_2, t; y_1, 0) = \theta(t) e^{-\frac{i}{\hbar} t H_0(y_2)} \delta(y_2 - y_1), \quad (36a)$$

$$K_0(x_2, t; x_1, 0) = \frac{1}{2\pi\hbar} \theta(t) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{i}{\hbar} t H_0(y) + iy(x_2 - x_1)/\hbar} dy. \quad (36b)$$

3) **Смешанное (Вигнеровское) представление.** Смешанное представление определяется следующим образом. Если ядро произвольного оператора  $\hat{A}$  в

координатном представлении  $A(x, x') = \langle x | \hat{A} | x' \rangle$  или в импульсном представлении

$A(p, p') = \langle p | \hat{A} | p' \rangle$  известно, тогда функция

$$A(x, p) = \int_{-\infty}^{\infty} A(x_1, x_2) e^{-\frac{ipx'}{\hbar}} dx' = \int_{-\infty}^{\infty} A(p_1, p_2) e^{-\frac{ip'x}{\hbar}} dp' \quad (35)$$

называется ядром (символом) оператора  $\hat{A}$  в смешанном представлении, где  $x_{1,2} = x \pm \frac{x'}{2}$ ,  $p_{1,2} = p \pm \frac{p'}{2}$ . Для пропагатора в смешанном представлении находим выражение

$$K(x, t; y, 0) = \theta(t) e^{-\frac{ix\delta(t)}{\hbar}} e^{-iS\left(y - \frac{1}{2}\delta(t), t\right)}. \quad (37)$$

**4) Энергетическое представление.** Пропагатор в энергетическом представлении представляет собой амплитуды перехода между собственными состояниями энергии  $|E_i\rangle$  и  $|E_f\rangle$ , соответствующими постоянным значениям силы  $a(t) = a_i$  при  $t \leq 0$  и  $a(t) = a_f$  при  $t \rightarrow \infty$ :

$$\begin{aligned} K(E_f, t; E_i, 0) &= \langle E_f, t | \hat{U}(t) | E_i, 0 \rangle = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \langle E_f, t | y_2 \rangle \langle y_2 | \hat{U}(t) | y_1 \rangle \langle y_1 | E_i, 0 \rangle dy_1 dy_2. \end{aligned} \quad (38)$$

Вычисление приводит к выражению

$$K(E_f, t; E_i, 0) = \frac{1}{2\pi\hbar\sqrt{a_i a_f}} e^{\frac{i(E_f t - \frac{E_i}{a_i} \delta(t))}{\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iQ(y)} dy, \quad (39)$$

где

$$Q(y) = \left[ y \left( \frac{E_i}{a_i} - \frac{E_f}{a_f} \right) + \frac{G_0(y)}{a_f} - \frac{G_0(y - \delta(t))}{a_i} \right] / \hbar - S(y - \delta(t), t). \quad (40)$$

Если  $a_i = a_f = 0$ , но  $a(t) \neq 0$ , то амплитуда перехода из состояния  $\delta(y - y_i)$  в состояние  $\delta(y - y_f) \exp\left[-\frac{i}{\hbar} t H_0(y_f)\right]$  будет равной

$$K'(E_f, t; E_i, 0) = e^{i[tH_0(y_f) - \hbar S(y_i, t)]} \delta(y_f - y_i - \delta(t)), \quad (41)$$

где  $E_{i,f} = H_0(y_{i,f})$ .

3. Операторные решения уравнений (3) и (4) привели к раскрытию хронологического  $T$ -произведения (7) (и (23)), а именно

$$\begin{aligned}
 T e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t [H_0(y) - i\hbar a(t') \frac{\partial}{\partial y}] dt'} &= \\
 = e^{-\frac{i}{\hbar} \lambda \int_0^t H_0(y - \delta(t) + \delta(t')) dt'} e^{-\delta(t) \frac{\partial}{\partial y}} e^{-\frac{i}{\hbar} (1-\lambda) \int_0^t H_0(y + \delta(t')) dt'} & \quad (42)
 \end{aligned}$$

где  $\lambda = \lambda(t)$  есть произвольная функция времени и

$$\begin{aligned}
 T e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t [H_0(-i\hbar \partial_x) - a(t') x] dt'} &= \\
 = e^{-\frac{i}{\hbar} \lambda \int_0^t H_0(-i\hbar \partial_x - \delta(t) + \delta(t')) dt'} e^{\frac{i x \delta(t)}{\hbar}} e^{-\frac{i}{\hbar} (1-\lambda) \int_0^t H_0(-i\hbar \partial_x + \delta(t')) dt'} & \quad (43)
 \end{aligned}$$

1)  $H_0(-i\hbar \partial_x) = i\hbar \partial_x$ ,  $a(t) = a_0 = const$ . В этом случае  $\delta(t) = a_0 t$  и формула (43) принимает вид ( $y = -a_0 x$ ):

$$e^{-t[\frac{i}{\hbar} y + a_0 \partial_y]} = e^{-\lambda a_0 (t \partial_y + \frac{it^2}{2\hbar})} e^{-\frac{it}{\hbar} y} e^{-(1-\lambda) a_0 (t \partial_y - \frac{it^2}{2\hbar})} \quad (44)$$

2)  $H_0(-i\hbar \partial_x) = \frac{1}{2m} (-i\hbar \partial_x)^2 = -\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2$ ,  $a(t) = a_0 = const$ . В этом случае формула (43) принимает следующий вид

$$\begin{aligned}
 e^{\frac{i}{\hbar} t [\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2 + a_0 x]} &= \\
 = e^{\lambda \left( \frac{i\hbar}{2m} t \partial_x^2 + \frac{a_0 t^2}{2m} \partial_x - \frac{ia_0^2 t^3}{6m\hbar} \right)} e^{\frac{ia_0 t}{\hbar} x} e^{(1-\lambda) \left( \frac{i\hbar}{2m} t \partial_x^2 - \frac{a_0 t^2}{2m} \partial_x - \frac{ia_0^2 t^3}{6m\hbar} \right)} & \quad (45)
 \end{aligned}$$

что согласуется с результатами работ [17,18].

3) Приведем также “релятивистский” аналог формулы (45). Для этого берем  $H_0$  в виде  $H_0(-i\hbar \partial_x) = mc^2 \text{ch} i\lambda \partial_x$ ,  $a(t) = a_0 = const$ . Тогда, релятивистским аналогом (45) будет формула

$$\begin{aligned}
 & e^{-\frac{i}{\hbar}t[mc^2 \operatorname{chi} \lambda \partial_x - a_0 x]} = \\
 & = e^{-\lambda \frac{imc^2}{\hbar} [a(t) \operatorname{chi} \lambda \partial_x + \beta(t) \operatorname{shi} \lambda \partial_x]} e^{\frac{ia_0 t}{\hbar} x} e^{-(1-\lambda) \frac{imc^2}{\hbar} [\alpha(t) \operatorname{chi} \lambda \partial_x - \beta(t) \operatorname{shi} \lambda \partial_x]} \quad (46)
 \end{aligned}$$

$$\text{где } \alpha(t) = \int_0^t ch \frac{a_0 t'}{mc} dt' = \frac{mc}{a_0} sh \frac{a_0 t}{mc}, \quad \beta(t) = \int_0^t sh \frac{a_0 t'}{mc} dt' = \frac{mc}{a_0} \left( ch \frac{a_0 t}{mc} - 1 \right). \quad (47)$$

При  $c \rightarrow \infty$  (46) переходит в (45).

4. В настоящей работе мы изучали одномерное движение квантовой частицы в переменном однородном поле. Это одно из точно решаемых нестационарных задач. Задача сформулирована в рамках конечно-разностной релятивистской квантовой механики. Волновая функция системы в релятивистском конфигурационном  $x$ -представлении удовлетворяет конечно-разностному, а в импульсном  $p$ -представлении – дифференциальному уравнению. Связь между канонически сопряженными  $x$ - и  $p$ -представлениями осуществляется с помощью релятивистского преобразования Фурье. Уравнение движения было решено (как в  $p$ -представлении, так и в  $x$ -представлении) с использованием оператора эволюции системы, который определен через  $T$ -произведение.

Найдено также решение определенного класса дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка, описывающего движение в  $p$ -представлении и решение определенного класса дифференциальных или конечно-разностных уравнений, описывающего движение частицы в переменном однородном поле в  $x$ -представлении.

Мы получили операторные формулы, аналогичные известной формуле Бейкера-Кампбелла-Хаусдорфа. Эти формулы задают, по сути дела, правило раскрытия хронологического  $T$ -произведения. В частных случаях они воспроизводят известные формулы.

Мы надеемся, что полученные операторные формулы позволят сформулировать квантовомеханические аналоги теоремы Вика, хорошо известной в квантовой теории поля и развить своего рода теории возмущения.

Отметим, что можно операторным методом решить и другие нестационарные квантовомеханические задачи. К примеру можно указать задачу о гармоническом осцилляторе.

### Приложение

Вычислим интеграл  $I = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(px+achx+bshx)} dx$ , где  $a$ ,  $b$  и  $p$  - некоторые действительные величины. Мы можем интеграл  $I$  привести к одному из табличных интегралов [19]

$$\begin{aligned}
 \int_{-\infty}^{\infty} e^{iachx-px} dx &= \pi i e^{\frac{p\pi}{2}} H_p^{(1)}(a), & \operatorname{Re} ia < 0, \\
 \int_{-\infty}^{\infty} e^{iashx-px} dx &= 2e^{-\frac{p\pi}{2}} K_p(a), & |\operatorname{Re} p| < 1, a > 0.
 \end{aligned}$$

В результате находим, что

$$\begin{aligned}
 I &= i\pi e^{-p(\frac{\pi}{2}+iq_1)} H_{ip}^{(1)}(a\sqrt{1-b^2/a^2}), \quad thq_1 = b/a && \text{при } |a| > |b|, \\
 &= i\pi e^{-p(\frac{\pi}{2}+iq_2)} K_{ip}(b\sqrt{1-a^2/b^2}), \quad thq_2 = a/b && \text{при } |b| > |a|.
 \end{aligned}
 \tag{П.1}$$

### ЛИТЕРАТУРА

1. V.G.Kadyshevsky, R.M.Mir-Kasimov, N.B.Skachkov. *Nuovo Cim.* **55A** (1968) 233-257.
2. V.G.Kadyshevsky, R.M.Mir-Kasimov, M.Freeman, *Yad.Fiz.* **9** (1969) 646.
3. M.Freeman, M.D.Mateev, R. M.Mir-Kasimov, *Nucl.Phys* **B12** (1969)197.
4. А.Д.Донков, В.Г.Кадышевский, М.Д.Матеев, Р.М.Мир-Касимов, *Theor.Math.Phys.* **8** (1071) 61.
5. V.G. Kadyshevsky, R.M.Mir-Kasimov, N.B.Skachkov, *Phys.Elem. Part. At.Nucl.***2**(1972)635.
6. Н.М.Атакишиев, Р.М.Мир-Касимов, Ш.М.Нагиев, *ТМФ* **44** (1980) 47-62.
7. N.M.Atakishiyev, R. M.Mir-Kasimov, Sh.M.Nagiyev, *Ann.Phys. (Leipzig)* **42**(1985) 25.
8. Sh.M.Nagiyev, *J.Phys.A: Math.Gen.* **21** (1988) 2559.
9. Sh.M.Nagiyev, *Theor.Math. Phys.***80**(1989) 697.
10. E.D.Kagramanov, R.M.Mir-Kasimov, S.M.Nagiyev, *J.Math.Phys.* **31** (1990) 1733.
11. Sh.M.Nagiyev, *Theor.Math.Phys.***102** (1995) 180.
12. R.A.Frick, *Eur.Phys. J. C* **28** (2003) 431.
13. Sh.M.Nagiyev, E.I.Jafarov, R.M.Imanov, L.Homorodean, *Phys.Lett. A* **334** (2005) 260.
14. Sh.M.Nagiyev, S.I.Guliyeva. *Phys.Lett. A***373** (2009) 2810-2813.
15. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Квантовая механика.* М.:Наука,1974.
16. V.V.Dodonov, V.I.Manko, O.V.Shakhmistova. *Phys.Lett. A***102**(1984) 295-297.
17. J.Katriel, *J.Phys. A:Math.Gen.***16** (1983) 4171-4173.
18. W.Qinmou, *J.Phys.A:Math.Gen.***20** (1987) 5041-5044.
19. А.П.Прудников, Ю.А.Бычков, О.И.Маричев, *Интегралы и ряды. Элементарные функции.* М.:Наука, 1981.

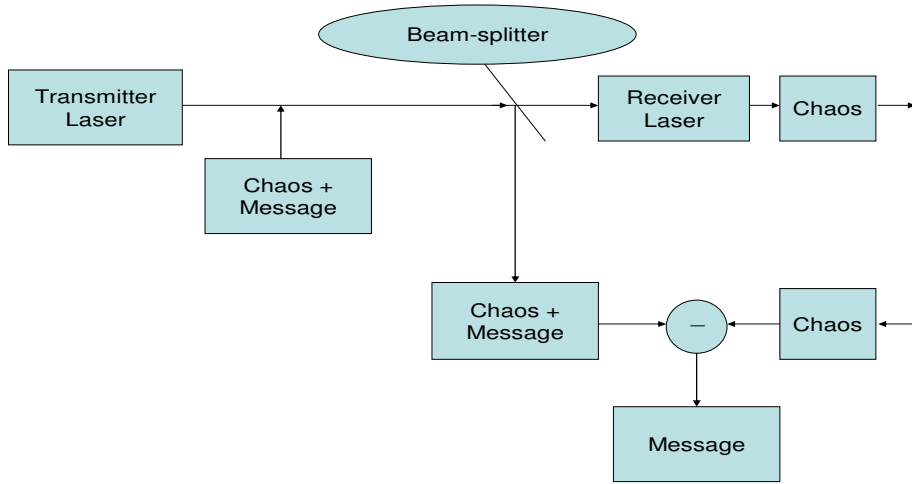
### INVERSE CHAOS SYNCHRONIZATION BETWEEN THE UNI-DIRECTIONALLY COUPLED SYSTEMS WITH MODULATED MULTIPLE TIME DELAYS

**E.M.Shahverdiev, R.A.Nuriev, M.V.Qocayeva and P.A.Bayramov**  
*Institute of Physics, H.Javid Avenue,33, Baku, AZ1143, Azerbaijan*  
**e-mail:shahverdiev@physics.ab.az**

#### ABSTRACT

*We report on inverse chaos synchronization where a driven modulated multiple variable time-delay chaotic system synchronizes to the inverse state of the driver system. Numerical simulations fully support the analytical approach.*

Chaos synchronization as a chaos control method is of fundamental importance in a variety of complex physical, chemical and biological systems [1]. Some of these systems can be used in laser chaos-based secure information exchanges, because of their ability to mask a message inside high-complexity chaotic signals and to recover the message at the receiver end with the synchronization between the transmitter and receiver.



In this paper we aim at reporting on inverse chaos synchronization between uni-directionally non-linearly coupled modulated multiple time delayed Ikeda models. For inverse synchronization [2], a time-delayed chaotic system  $x(t)$  is coupled with an another system  $y(t)$  in such a way that one system's dynamics synchronize to the inverse state of the other system:  $x(t) = -y(t)$ .

Consider inverse synchronization between uni-directionally coupled variable time-delayed Ikeda systems,

$$\frac{dx}{dt} = -\alpha x - m_1 \sin x(t - \tau_1) - m_2 \sin x(t - \tau_2) \quad (1)$$

$$\frac{dy}{dt} = -\alpha y - m_3 \sin y(t - \tau_1) - m_4 \sin y(t - \tau_2) + K_x \sin x(t - \tau_3) \quad (2)$$

This investigation is of considerable practical importance, as the equations of the class B lasers with feedback (typical representatives of class B are solid-state, semiconductor, and low pressure CO<sub>2</sub> lasers) can be reduced to an equation of the Ikeda type, see e.g. references in [2]. The Ikeda model was introduced to describe the dynamics of an optical bi-stable resonator and dynamics of some solid-state, semiconductor, and low pressure CO<sub>2</sub> lasers can be reduced to an equation of the Ikeda type. Physically  $x$  is the phase lag of the electric field across the resonator;  $\alpha$  is the relaxation coefficient for the driving  $x$  and driven  $y$  dynamical variables;  $\tau_{1,2} = \tau_{01,02} + x_1(t)\tau_{a1,a2} \sin(\varpi_{1,2}t)$  are the variable feedback loop delay times;  $\tau_3 = \tau_{03} + x_1(t)\tau_{a3} \sin(\varpi_3t)$  is the variable time of flight between systems  $x$  and  $y$ ;  $\tau_{01,02,03}$  are the zero-frequency components,  $\tau_{a1,a2,a3}$  are the amplitudes,  $\varpi_{1,2,3}$  are the frequencies of the modulations;  $x_1(t)$  is the output of system (1) for constant time delays;  $m_{1,2}$  and  $m_{3,4}$  are the feedback strengths for  $x$  and  $y$  systems, respectively;  $K_x$  is the coupling strength between the systems. Variable time delays  $\tau_{1,2,3}$  are chosen in such a way to include both chaotic and non-chaotic components.

One finds that systems (1) and (2) with fixed time delays  $\bar{\omega}_{1,2,3} = 0$  can be synchronized on the inverse synchronization state  $x(t) = -y(t)$  under conditions  $m_1 + m_3 = K_x, m_2 = m_4, \tau_{01} = \tau_{03}$ . As it is demonstrated by the numerical simulations this conjecture is also works for the modulated time delay systems.

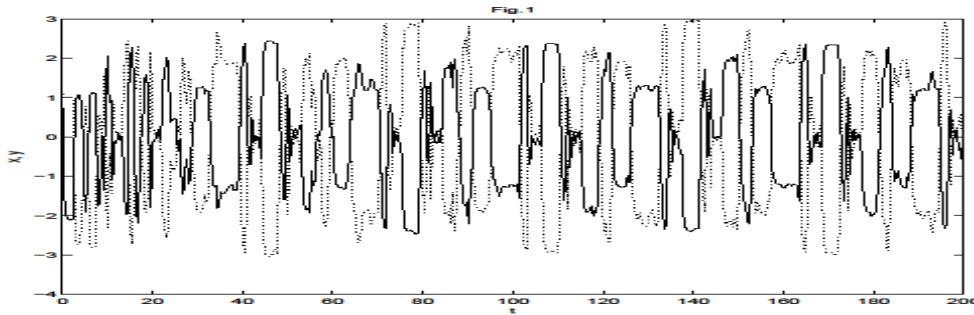


Figure 1 depicts time series of the Ikeda system  $x$  (solid line) and system  $y$  (dotted line) for inverse chaos synchronization between uni-directionally coupled systems, equations (1) and (2) for variable feedback time delays  $\tau_1(t) = 4 + 3x_1(t)\sin(0.1t), \tau_2(t) = 7 + 3x_1(t)\sin(0.15t)$  and  $\tau_3(t) = 4 + 3x_1(t)\sin(0.1t)$  with parameter values as  $\alpha = 3, m_2 = m_4 = 2.5, m_1 = 7.5, m_3 = 1.4, K_x = 8.9$ .  $x_1(t)$  is the solution of equation (1) for  $\tau_{01} = 4$  and  $\tau_{02} = 7$ .

To conclude we have reported on inverse chaos synchronization in uni-directionally coupled variable multiple time delayed Ikeda systems. These finding can be applied in secure laser chaos-based communication systems.

## REFERENCES

1. E.Schoell and H.G.Schuster, Eds., Handbook of Chaos Control, 2nd Edition, Wiley-VCH, Weinheim, 2007.
2. E.M.Shahverdiev, R.A.Nuriev, R.H.Hashimov, L.H.Hashimova, E.M.Huseynova and K.A. Shore, Chaos, Solitons and Fractals, v. 29, 838-844 (2006)

## BIDIRECTIONALLY COUPLED VARIABLE MULTIPLE TIME DELAY SYSTEMS AND INVERSE CHAOS SYNCHRONIZATION

**E.M.Shahverdiev, R.A.Nuriev, M.V.Qocayeva, P.A.Bayramov**  
*Institute of Physics, H.Javid Avenue,33, Baku, AZ1143, Azerbaijan*  
**e-mail:shahverdiev@physics.ab.az**

*We present the report on inverse chaos synchronization between bi-directionally non-linearly coupled variable multiple time delay Ikeda systems. The results are of certain importance in secure chaos-based communication systems.*

Chaos synchronization is an important basic feature in nonlinear science and is one of fundamental importance in a variety of complex physical, chemical, and biological systems, see e.g. references in [1]. Potential application areas of chaos synchronization include secure communications, optimization of nonlinear system performance, information processing, etc.[1]. The high complexity of the multiple time-delayed systems can provide a new architecture for enhancing message security in chaos based encryption systems [2]. In such communication systems message decoding would require chaos synchronization between multiple time-delayed transmitter and receiver systems [1,3-4]. Variable multiple time delay systems are further generalization of the fixed time delay systems. Investigation of synchronization possibilities in such systems is of certain importance. With this in mind this paper presents the first report of the inverse chaos synchronization between bi-directionally non-linearly coupled modulated multiple time delayed Ikeda models with two feedbacks. For inverse synchronization [4], a time-delayed chaotic system  $x(t)$  is coupled with an another system  $y(t)$  in such a way that one system's dynamics synchronize to the inverse state of the other system:  $x(t) = -y(t)$ .

Consider inverse synchronization between bi-directionally nonlinearly coupled variable time-delayed Ikeda systems with two feedbacks,

$$\frac{dx}{dt} = -\alpha x - m_1 \sin x(t - \tau_1) - m_2 \sin x(t - \tau_2) + K_y \sin y(t - \tau_3) \quad (1)$$

$$\frac{dy}{dt} = -\alpha y - m_3 \sin y(t - \tau_1) - m_4 \sin y(t - \tau_2) + K_x \sin x(t - \tau_3) \quad (2)$$

This investigation is of considerable practical importance, as the equations of the class B lasers with feedback (typical representatives of class B are solid-state, semiconductor, and low pressure CO<sub>2</sub> lasers) can be reduced to an equation of the Ikeda type, see e.g. references in [4]. The Ikeda model was introduced to describe the dynamics of an optical bi-stable resonator. Physically  $x$  is the phase lag of the electric field across the resonator;  $\alpha$  is the relaxation coefficient for the driving  $x$  and driven  $y$  dynamical variables;  $\tau_{1,2} = \tau_{01,02} + x_1(t)\tau_{a1,a2} \sin(\varpi_{1,2}t)$  are the variable feedback loop delay times;  $\tau_3 = \tau_{03} + x_1(t)\tau_{a3} \sin(\varpi_3t)$  is the variable time of flight between systems  $x$  and  $y$ ;  $\tau_{01,02,03}$  are the zero-frequency components,  $\tau_{a1,a2,a3}$  are the amplitudes,  $\varpi_{1,2,3}$  are the frequencies of the modulations;  $x_1(t)$  is the output of system (1) ( $K_y = 0$ ) for constant time delays;  $m_{1,2}$  and  $m_{3,4}$  are the feedback strengths for  $x$  and  $y$  systems, respectively;  $K_{x,y}$  are the coupling strengths between the systems. Variable time delays  $\tau_{1,2,3}$  are chosen in such a way to include both chaotic and non-chaotic components.



Before considering the case of modulated time delays, we present the conditions for inverse synchronization for fixed time delays, i.e.  $\overline{\omega}_{1,2,3} = 0$ . The case for fixed time delays was investigated in [4] and here we briefly reproduce the results from [4]. As mentioned above, in real situations modulated time delays systems could be more realistic models of the communicating systems. As established in [4] systems (1) and (2) can be synchronized on the inverse synchronization regime  $x(t) = -y(t)$  under the existence conditions  $m_1 = m_3, m_2 = m_4, K_x = K_y$ . The sufficient stability condition for the inverse synchronization regime can be investigated by the use of Razumikhin-Lyapunov functional approach and is found to be of the form [4]:  $\alpha > |m_3| + |m_4| + |K_y|$ .

In the case of variable time delays establishing the stability conditions for the synchronization is not as straightforward as for the constant time delays. Having in mind that for  $\overline{\omega}_{1,2,3} = 0$  we obtain a case of constant time delays, then as an initial guess one can benefit from the existence conditions for the constant time delays case. It is our conjecture that high quality synchronization could be obtained if the parameters satisfy conditions above. As evidenced by the numerical simulations below, this conjecture is found to be well-based. In numerical simulations to characterize the quality of synchronization we calculate the cross-correlation coefficient C [5]. This coefficient indicates the quality of synchronization: C=1 means perfect inverse synchronization  $x(t) = -y(t)$ . As mentioned above, in chaos based communication schemes synchronization between the transmitter and receiver systems are vital for message decoding. Figure 1 portrays time series of the Ikeda system  $x$  (solid line) and system  $y$  (dotted line) for inverse chaos synchronization between non-linearly coupled systems, equations (1) and (2) for variable feedback time delays  $\tau_1(t) = 3 + 2x_1(t) \sin(0.15t), \tau_2(t) = 5 + 2x_1(t) \sin(0.15t)$  and  $\tau_3(t) = 7 + 2x_1(t) \sin(0.15t)$  with parameter values as  $\alpha = 3, m_1 = m_3 = 3.1, m_2 = m_4 = 2.5, K_x = K_y = 0.03$ .  $x_1(t)$  is the solution of equation (1) ( $K_y=0$ ) for  $\tau_{01} = 3$  and  $\tau_{02} = 5$ .

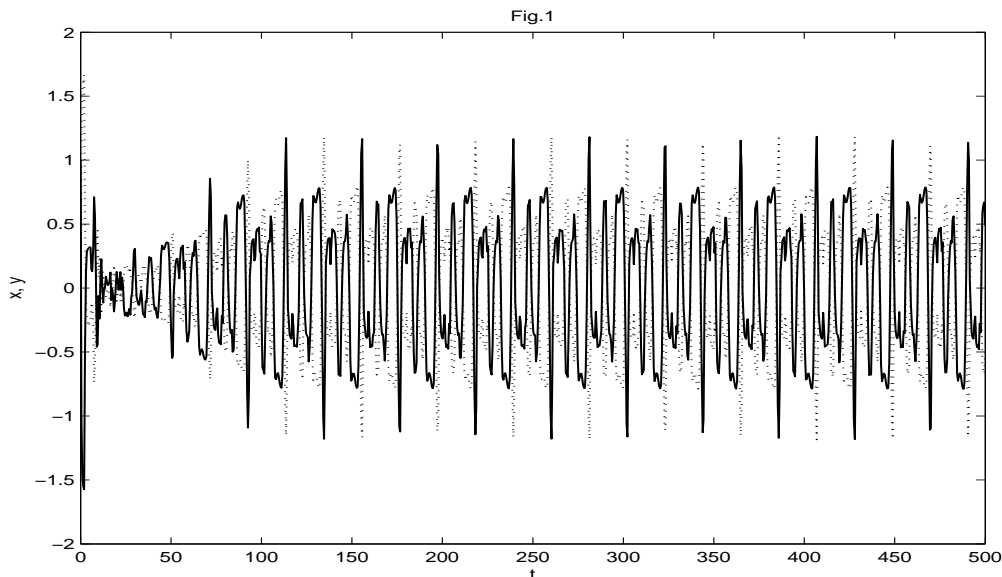
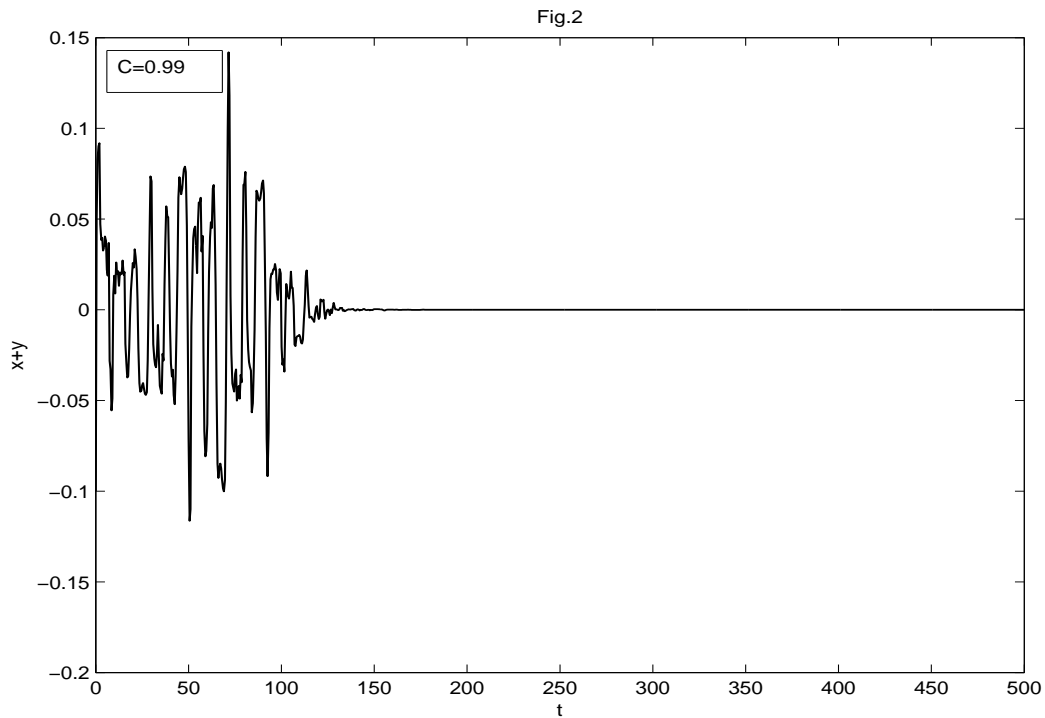


Figure 2 depicts synchronization error dynamics  $\Delta = x + y$  versus time for parameters as in figure 1. C =0.99 is the cross-correlation coefficient between the transmitter  $x$  and receiver -  $y$  system outputs.



It is noted that the parameters used here in the numerical simulations satisfy the existence condition , but fail to satisfy the sufficient stability condition . Nevertheless high quality synchronization is achieved. Indeed, the value of the cross-correlation coefficient  $C$  testify to the high quality chaos synchronization, which is vital for information processing in chaos-based communication systems.

To summarize we have reported on inverse chaos synchronization in bi-directionally non-linearly coupled variable multiple time delayed Ikeda systems. These results are of certain practical importance in secure chaos-based communication systems.

### REFERENCES

- 1.S.Boccaletti, J.Kurths, G.Osipov, D.L.Valladares and C.S.Zhou, Physics Reports,v.366,1-101 (2002)
- 2.J.K.Hale and S.M.V. Lunel, 1993, Introduction to Functional Differential Equations, Springer, New York, USA (1993).
- 3.E.M.Shahverdiev and K.A.Shore, Phys. Rev. E 77, 057201(1-4) (2008).
- 4.E.M.Shahverdiev, R.A.Nuriev, R.H.Hashimov, L.H.Hashimova, E.M.Huseynova and K.A. Shore , Chaos, Solitons and Fractals, v. 29, 838-844 (2006)
- 5.S.Haykin, Communication Systems, Wiley, New York,USA (1994)

## YASAMAL RAYONU ƏRAZISINDƏ RADIOEKOLOJ TƏDQIQATLAR

Q.Q.Məmmədov\*, M.Ə.Ramazanov\*, V.H.Bədəlov\*, C.Ə.Nagiyev\*\*,  
Z.A.Ağamalıyev\*, G.Ə.Səfərova\*, T.Ə.İmamova\*

\*Bakı Dövlət Universiteti, \*\*AMEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu.

*İşdə Yasamal rayonu ərazisinin torpaqlarında aparılan radioekoloji tədqiqatların nəticəsi verilmişdir. Müəyyən olunmuş yerlərdə radioaktiv şüalanma mənbələrinin ekspozisiya dozasının gücü (EDG) tədqiq olunmuşdur. Alınan nəticələrin təhlili göstərir ki, EDG-nin ölçü nöqtələrinin sayından (tezliyindən) asılılığı Qauspaylanmasına uyğundur. Torpaq nümunələrində aşkar olunan radioizotopların radionüklid tərkibi və aktivlikləri təyin edilmişdir. Aparılan radioekoloji tədqiqatlar əsasında Qurd Qapısı və Qanlı Göl ərazilərinin radioekoloji durumu haqqında müəyyən nəticəyə gəlinmişdir.*

Məlumdur ki, Abşeron yarımadası özünün neft və qaz ehtiyatlarına görə zəngin bir ərazidir və 200 ildən artıqdır ki, bu ərazilərdən neft çıxarılır. 1901-1905 –ci illərdə dünyada hasil olunan neftin yarısı, 1939-1945 –ci illərdə İkinci Dünya Mühəribəsi zamanı isə SSRİ-də istehsal olunan neftin 70,4%-i Azərbaycanın payına düşürdü. Hazırda çoxlu sayda xarici və yerli kampaniyaların iştirakı ilə Abşeron yarımadasında intensiv sürətdə neft və təbii yanacaq qazının istehsalı, emalı və daşınması prosesləri gedir. Qeyd etmək lazımdır ki, neft və qazla bağlı bütün proseslərin gedişində ətraf mühit müxtəlif xarakterli zərərli tullantılarla çirklənir. Belə ki, bu tullantıların tərkibində canlı orqanizmlər üçün son dərəcə zərərli olan radioaktiv şüalanma mənbələri  $^{235}U$ ,  $^{238}U$ ,  $^{232}Th$ ,  $^{40}K$  kimi maddələr də olur. Göstərilən təbii radioaktiv izotoplar Yer qabığının aşağı qatlarında (əsasən Yerin litosfera qatında) yerləşirlər və neftin çıxarılması proseslərində laysuları və Yeraltı suların vasitəsi ilə Yerin üst qatına (torpaq qatına) çıxaraq müxtəlif növ yüksək enerjili şüalar buraxan mənbələrə çevrilirlər [1-3]. Ətraf mühitin, o cümlədən, Abşeron yarımadasının çirklənməsi, həmçinin də  $^{137}Cs$ ,  $^{90}Sr$  və s. kimi süni radionüklidlərin vasitəsi ilə də baş verir. Süni radionüklidlər, istehsal müəssisələrində, atom elektrik stansiyalarında baş verən qəzalar nəticələrində, atom bombalarının partlayışı zamanı baş verən proseslərdə yaranır və müxtəlif miqراسiya üsulları vasitəsi ilə daha uzaq ərazilərə də yayılırlar.

Bakı şəhərinin mərkəzi rayonlarından biri olan Yasamal rayonu, şəhərin qərb hissəsində yerləşir. Ərazisinin relyefi cənubdan şimala və şərqdən qərbə düz yüksələn yoxuşlardan ibarətdir. Yasamal rayonu inzibati ərazi vahidi kimi 1932-ci ildə yaradılmışdır, rayon cənubdan Səbail (3 km), qərbdən Qaradağ (3,2 km), şimaldan Binəqədi (2,8 km) və şərqdən Nəsimi (5 km) rayonları ilə həmsərhəddir. Rayonun ərazisi 16,22 kv.km, əhalisi 238 600 nəfərdir.

Tədqiqat işinin əsas məqsədi Yasamal rayonu ərazilərində seçilmiş marşrut istiqamətində dozimetrik, radiometrik və spektrometrik üsullarla tədqiqatlar vasitəsi ilə həmin ərazilərin radioaktiv nüklidlərlə çirklənmə dərəcəsini aşkara çıxarmaq, bu mənbələrin coğrafi koordinatlarını və əsas fiziki-kimyəvi parametrlərini təyin etmək, tədqiq olunan ərazilərin radioekoloji durumu haqqında məlumat toplamaqdan ibarət olmuşdur.

Tədqiq olunan ərazilərin (Qurd qapısı və Qanlı göl əraziləri) radioekoloji durumunu müəyyənləşdirmək üçün çöl şəraitində dozimetrik və radiometrik ölçmələr, stasionar laboratoriya şəraitində isə spektrometrik ölçmələr aparılmışdır. Qamma şüalanmasının EDG-ü MKC-AT1125 tipli dozimetrlər (Belarusiya istehsalı) vasitəsi ilə, coğrafi koordinatları təyini isə GPS cihazının (ABŞ istehsalı) köməyi ilə aparılmışdır. Spektrometrik analiz NaJ (Tl) detektorlu "PROGRESS" - Gamma spektrometri (Rusiya istehsalı) və Yüksək Təmiz Germanium detektorlu qamma-spektrometr (HPGe Gamma Spectrometer Canberra,

ABŞ-istehsalı) vasitəsi ilə aparılmışdır. İstifadə olunan GPS cihazı (eTrex Legend Cx, Garmin ABŞ) koordinatları saniyənin 0,1 dəqiqliyi ilə göstərir və nöqtənin coğrafi vəziyyətini 5 m dəqiqliyi ilə təyin edir.

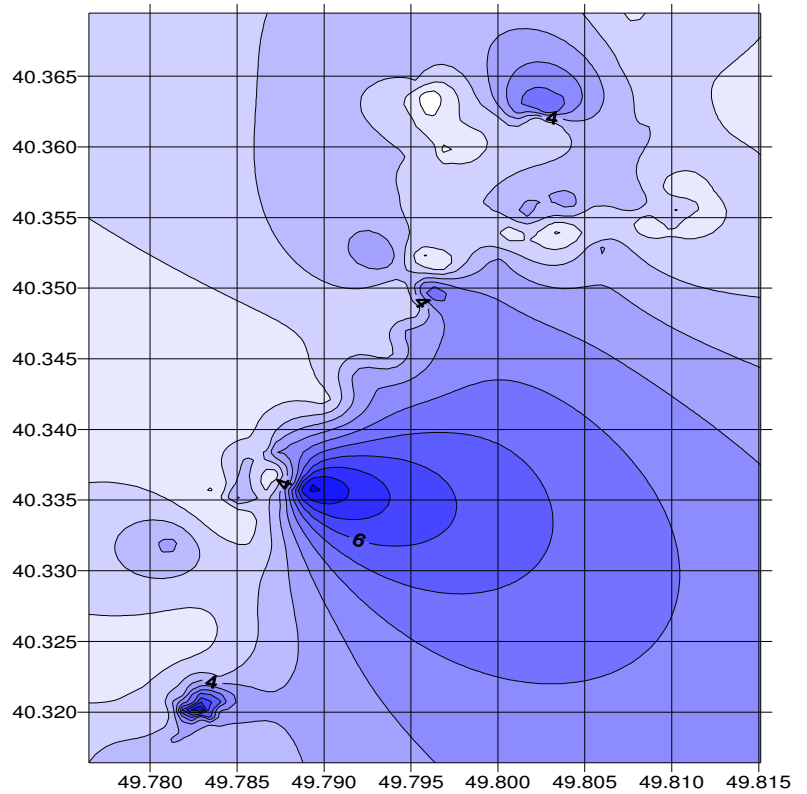
Ərazilərdən götürülmüş torpaq nümunələri radionuklid tərkibinə görə analizi müxtəlif texnoloji tələblərə uyğun olaraq aparılmışdır. Belə ki, qamma spektrlərin çəkilməsi prosesində nümunələr əvvəlcə qurudulur, üyüdülmək lazım olan miqdarda nümunə analiz qabına (Marinelli qabına) yerləşdirilərək hermetik bağlanır. Tərkibindəki  $Ra^{226}$  radionuklidinin öz parçalanma məhsulları ilə radioaktiv tarazlıq halına çatması üçün nümunə 1 ay müddətində xüsusi qablarda saxlanılır. Bu mərhələlərdən sonra nümunənin qamma-spektrometrdə spektri çəkilir.

Yasamal rayonunun Qurd Qapısı və Qanlı göl əraziləri üzrə radioaktiv şüalanma mənbələrinin coğrafi koordinatlardan asılı olaraq ekspozisiya dozasını gücü (EDG) ölçülmüş və bu parametri xarakterizə edən kəmiyyətlərin qiymətləri təyin edilmişdir. Qamma-şüalanmanın ekspozisiya dozasının gücü (EDG) qamma-dozimetrlərin köməyi ilə ölçülmüşdür. Ölçmə nöqtəsində EDG ölçülərkən dozimetrlin detektoru yerdən 20 sm hündürlükdə saxlanılmışdır. Hər ölçmə nöqtəsində EDG 3 dəfə ölçülmüşdür və EDG qiyməti kimi bu ölçmə nəticələrinin orta qiyməti götürülmüşdür. Ölçmə nöqtələrinin gələcəkdə asanlıqla tapılması üçün, bu nöqtələrin coğrafi koordinatları GPS cihazı vasitəsilə təyin olunmuşdur.

Ekspozisiya doza gücünün intervalı və ekspozisiya dozasının orta gücü, respublikamızda qüvvədə olan Radiasiya Təhlükəsizliyi Normativində (HPB-76/87), Atom Enerjisi üzrə Beynəlxalq Agentliyin radiasiya təhlükəsizliyi normativləri ilə müqayisədə normaldır [4,5] və təbii radiasiya fonuna uyğundur.

Yasamal rayonunun Qurd qapısı və Qanlı göl ərazilərində götürülmüş torpaq nümunələrinin spektrlərdə yalnız təbii radionuklidlərin pikləri müşahidə olunur. Bu radionuklidlər  $U^{238}$  və  $Th^{232}$  radioaktiv ailəsinə daxildir. Bunlardan başqa bu spektrlərdə təbii  $K^{40}$  radionuklidi də müşahidə olunur.

Tədqiq olunmuş ərazilərdə EDG-nin qiyməti norma daxilindədir və bu yerlər radiasiya təhlükəsizliyi baxımından yaşayış yeri kimi tamamilə yararlıdır, yəni Qurd qapısı və Qanlı göl əraziləri neft və radioaktiv tullantılarla çirklənməsi yol verilən norma (5-12 mkr/saat) tərtibindədir [4,5]. Qurd qapısı ərazisində 136 və Qanlı göl ərazisində isə 20 nöqtədə ölçü aparılmışdır. Şəkil 1-də Qurd qapısı ərazisində EDG-nin kontur qrafiki verilmişdir. Belə ki, şaquli oxda şimal enliyi (N) və üfüqi oxda isə şərq uzunluğu (E) göstərilmişdir.



Şəkil 1. Qurd qapısı ərazisi üzrə kontur qrafik

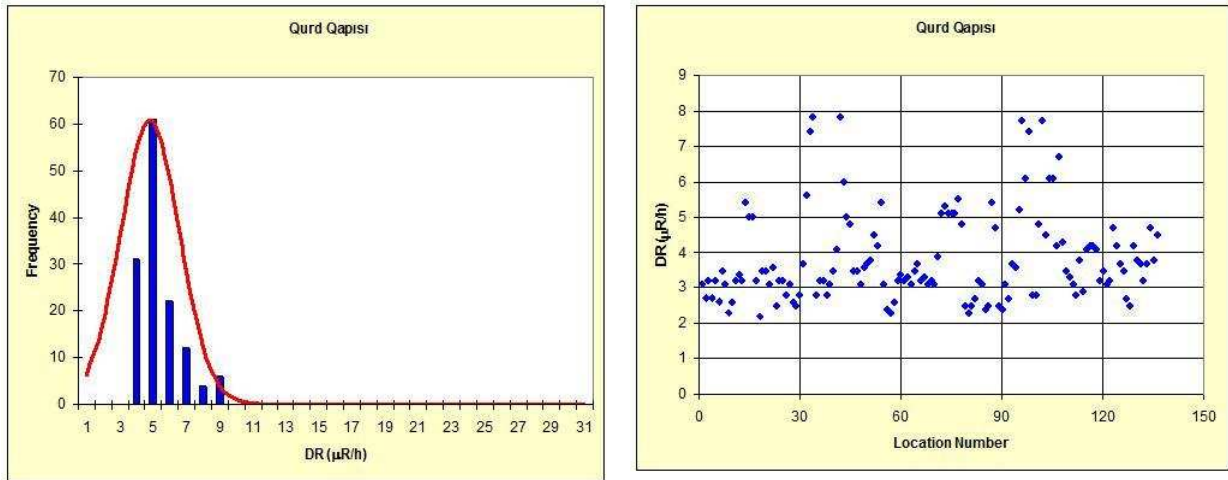
Qeyd edək ki, Qurd qapısı ərazisində tədqiqat aparılan ölçmə marşrutun uzunluğu 24,6 km, EDG-nin minimal qiyməti  $D_{\min} = 2,2 \text{ mkR/saat}$ , maksimal qiyməti  $D_{\max} = 7,8 \text{ mkR/saat}$  və Qanlı göl ərazisində isə EDG-nin minimal qiyməti  $D_{\min} = 3,0 \text{ mkR/saat}$ , maksimal qiyməti  $D_{\max} = 6,3 \text{ mkR/saat}$  olmuşdur.

Eksperimental nəticələrin təhlili göstərir ki, Qurd qapısı ərazisində EDG-nin ölçü nöqtələrinin sayından (tezliyindən) asılılığı normal paylanmaya uyğun gəlir (Qaus paylanmasına):

$$N(x) = A e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (1)$$

burada  $A$  - ən çox təkrar olunan nöqtələrin sayı;  $x_i$  -  $i$  nöqtəsində EDG-nin qiyməti;  $\mu$  - EDG-nin orta qiyməti;  $\sigma$  - EDG -nin orta qiymətdən kənara çıxmasının kvadratik orta qiymətidir. Qeyd edək ki, Qurd qapısı ərazisində Qauss paylanmasının parametrləri  $A = 136$ , EDG-nin orta qiyməti  $\mu = 3,8 \text{ mkR/saat}$  və ortakvadratik kənaraçıxma  $\sigma = 1,3 \text{ mkR/saat}$  olmuşdur.

Şəkil 2-də tədqiq olunan Qurd Qapısı ərazisi üzrə dozimetrik üsulla çöl şəraitində radiasiya dozası müəyyən olan coğrafi koordinatlarda enerji spektri (EDG-nin şüalanma verən hissəciklərin sayından asılılıq qrafikləri) çəkilmişdir.



a) b)  
Şəkil 2. Qurd Qapısı ərazisi üzrə a) Nöqtələrin sayının ( $N$ ) (rastgəlmə tezliyinin) EDG-dən asılılığı; b) EDG-nin nöqtənin yerindən asılılığı

Effektiv xüsusi aktivlik ( $A_{eff}$ ) və kvadratik orta kənaraçıxma ( $\sigma_{eff}$ ) aşağıdakı düsturlarla hesablanmışdır [5]:

$$A_{eff} = A_{Ra226} + 1,31A_{Th232} + 0,085A_{K40} \quad (2)$$

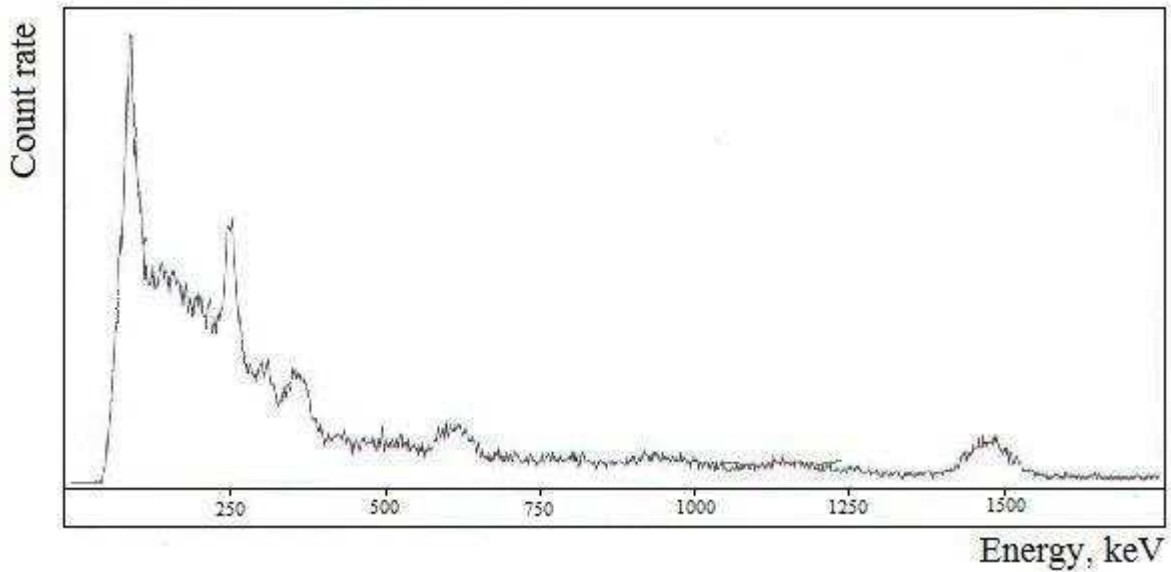
$$\sigma_{eff} = \sqrt{\sigma_{A_{Ra226}}^2 + 1,7\sigma_{A_{Th232}}^2 + 0,007\sigma_{A_{K40}}^2} \quad (3)$$

burada  $A_{Ra}$  və  $A_{Th}$  uran və torium ailəsinin digər nüklidlərlə radioaktiv tarazlıqda olan Ra-226 və Th-232 nüklidlərin xüsusi aktivlikləri,  $A_K$  isə K-40 –ın xüsusi aktivliyi (2) və (3) düsturlarından istifadə edilərək hesablama nəticələri cədvəl 1-də göstərilən Qanlı göl ərazisi üzrə N 40 22 35,1 E 49 47 56,2 coğrafi koordinatları yerdən götürülmüş QI-14 torpaq nümunəsinin effektiv xüsusi aktivliyi ( $A_{eff}$ ) və kvadratik orta kənaraxıma ( $\sigma_{eff}$ ) hesablanmışdır:  $A_{eff} = 127,67 \text{ Bk / kq}$ ,  $\sigma_{eff} = 14,30 \text{ Bk / kq}$ .

Cədvəl 1. EDG-nin qiyməti 6,3mkR/saat olan N 40 22 35,1 E 49 47 56,2coğrafi koordinatlı yerdən götürülmüş nümunədə radionüklidlərin xüsusi aktivlikləri.

Radionüklidlər	Nümunənin Aktivliyi, Bk/kq	Xəta, Bk/kq
K-40	571,0	114,0
Ra-226	30,78	5,932
Th-232	36,9	6,788
Cs-137	3,67	2,082

Qanlı göl ərazisi üzrə N 40 2235,1 E 4947 56,2coğrafi koordinatları olan yerdən götürülmüş QI-14 torpaq nümunəsinin qamma-spektri verilmişdir (Şəkil 3).



Şəkil 3. Qanlı göl ərazisi üzrə QI-14 torpaq nümunəsinin qamma-spektri

Təcrübi nəticələrdən alınır ki, Qurd qapısı və Qanlı göl əraziləri üzrə tədqiq olunan torpaq nümunələrində EDG-nin qiyməti normal radiasiya fonu ( $\sim 5 \div 12 \text{ mkR/saat}$ ) tərtibindədir.

## ƏDƏBİYYAT

1. G.G.Mamedov, M.A.Ramazanov, J.A.Naghiyev, A.A.Mehdiyeva, M.M.Bakirova, T.T.Vandergraaf. WM2010 Conference. *Investigation into Natural and Anthropogenic Radionuclide Contamination on the Absheron Peninsula Azerbaijan-10208, USA, Phoenix, Arizona, March 7-11, 2010, 10 p.*

2. T.T.Vandergraaf, G.G.Mamedov, M.A.Ramazanov, J.A.Naghiyev, A.A.Mehdiyeva, N.A.Huseynov. Proceedings of the 14th International Conference on Environmental Remediation and Radioactive Waste Management ICEM2011. "Determination of the radionuclide contamination on the Absheron peninsula in Azerbaijan". France, Reims, September 25-29, 2011, 9 p.
3. N.F.Qəhrəmanov, B.S.Barxalov, Y.Q.Nurullayev, Radiasiya və həyat fəaliyyəti, SDU, 2012, 150 s.
4. International Basic Safety Standards for Protection Against Ionizing Radiation and for the Safety of Radiation Sources Safety Standards Series No 115-Vienna IAEA (1996).
5. Нормы радиационной безопасности НРБ-76/87, <http://bestpravo.ru/sssr/eh-akty/v3n.htm>.

## MOLEKULLARDA SPİN-SPİN VƏ NÜVƏ KVADRUPOL QARŞILIQLI TƏSİRLƏRİNİN HESABLANMASINDA MOLEKULAR FUNKSİYALARIN TƏTBİQLƏRİ

**T.H. Əliyeva**

*Bakı Dövlət Universiteti, Fizika Problemləri ETİ*

**e-mail: [aliyevatarana@rambler.ru](mailto:aliyevatarana@rambler.ru)**

*İşdə molekullarda spin-spin və nüvə kvadropol qarşılıqlı təsirini hesablayanda istifadə olunan  $Q_{NN}^q(p,t)$ ,  $A_n(p)$  və  $B_n(\beta)$  molekulyar köməkçi funksiyalarına baxılmışdır. Bu funksiyalar üçün analitik və rekurent münasibətlər alınmışdır. Parametrlərin istənilən mümkün qiymətlərində yararlı olan kompüter proqramları tərtib olunmuşdur.*

*Açar sözlər: Kvantmexaniki hesablamalar, spin-spin və nüvə kvadropol qarşılıqlı təsiri, Sleyter funksiyaları, molekulyar funksiyalar.*

Molekulların müxtəlif xassələrinin kvantmexaniki metodlarla nəzəri öyrənilməsinin böyük əhəmiyyəti vardır. Belə tədqiqatları aparmaq üçün molekulun dalğa funksiyası və kəmiyyətə uyğun operatorun ifadəsi məlum olmalıdır. İşdə molekullarda spin-spin və nüvə kvadropol qarşılıqlı təsirlərinin hesablanması istifadə olunan molekulyar funksiyalara baxılır.

Molekulların antisimetriya şərtini və Pauli prinsipini ödəyən dalğa funksiyası determinant şəklindədir. Determinantın hər bir elementi molekulyar spin orbitalları adlanan bir-elektronlu dalğa funksiyalarıdır. Onlar molekulyar orbitallarla elektronun spin funksiyasının hasilə şəklində axtarıla bilər. Molekulyar orbital molekul daxilində elektronun halını təsvir edən dalğa funksiyasıdır. Onların axtarılmasının müxtəlif üsulları mövcuddur. Bunlar içərisində ən geniş yayılan *MO LCAO* metodudur. Bu metoda görə  $U_i$  molekulyar orbitalları molekuldakı atomların atom orbitallarının xətti kombinasiyası şəklində axtarılır:

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

Burada  $\chi_q$  – atom orbitallarıdır, onlar məlum hesab olunur. İşdə atom orbitalları kimi həqiqi Sleyter funksiyalarından istifadə olunmuşdur:

$$\chi_q \equiv \chi_{nlm}(\xi, \vec{r}) = \frac{(2\xi)^{n+\frac{1}{2}}}{\sqrt{(2n)!}} r^{n-1} e^{-\xi r} S_{lm}(\theta, \varphi). \quad (2)$$

$S_{lm}(\theta, \varphi)$  – həqiqi sferik funksiyalardır.  $\xi$  – parametrinin qiyməti Sleyter tərəfindən müəyyən olunmuş yarımempirik qaydalar [1] və ya Bessis düsturu əsasında hesablanıla bilər [2;3].

Determinant dalğa funksiyaları vasitəsilə matris elementlərinin hesablanması teoremindən istifadə etməklə molekullarda spin-spin və nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir enerjilərini  $C_{qi}$  əmsalları və Sleyter atom orbitalları daxil olan spin-spin və nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir inteqralları ilə ifadə etmək olar.  $C_{qi}$  əmsallarının qiyməti seçilmiş molekul üçün Xartri-Fok-Rutan tənliklərinin həllindən tapılır. Bu tənliklərin həlli elə bir riyazi çətinlik törətmir. Onları öz-özünə qərarlaşmış sahə metodu tətbiq etməklə həll edirlər. Qeyd olunan qarşılıqlı təsir enerjilərini hesablayarkən əsas çətinlik Sleyter atom orbitallı spin-spin və nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir inteqrallarının hesablanması zamanı yaranır. Bu inteqralları hesablamaq üçün molekulyar koordinat sistemindən  $Z$  oxları qarşı-qarşıya yönəlmiş standart koordinat sisteminə keçmək lazımdır. Belə keçid koordinat oxlarının  $\alpha$ ,  $\beta$  və  $\gamma$  Eyley bucaqları qədər fırlanması ilə əldə olunur. Fırlanma zamanı həqiqi Sleyter atom orbitallarının çevrilmə düsturlarından istifadə etdikdə spin-spin və nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir inteqralları aşağıdakı kimi molekulyar köməkçi funksiya ilə ifadə olunur:

$$Q_{NN'}^q(p, t, z) = \int_{z-1}^{\infty} \int_0^1 (\mu\nu)^q (\mu+\nu)^\mu (\mu-\nu)^{N'} \cdot e^{-p\mu-p'\nu} d\mu d\nu. \quad (3)$$

Burada  $\mu$  və  $\nu$  elliptik koordinatlar,  $q$ ,  $N$  və  $N'$  müsbət tam ədədlərdir.  $Z$  isə  $1 \leq Z \leq \infty$  qiymətlərini alır. Hesablamalar zamanı adətən  $Z=1$  qiymətinə rast gəlinir. Binomial hasil üçün

$$(\mu+\nu)^N (\mu-\nu)^{N'} = \sum_{m=0}^{N+N'} F_m(N, N') \mu^{N+N'-m} \nu^m \quad (4)$$

düsturundan istifadə etməklə  $Q_{NN'}^q(p, t, 1) \equiv Q_{NN'}^q(p, t)$  funksiyaları üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$Q_{NN'}^q(p, t) = \sum_{m=0}^{N+N'} F_m(N, N') A_{N+N'+q-m}(p) B_{q+m}(pt). \quad (5)$$

Burada

$$F_m(N, N') = \sum_{\tau=\frac{1}{2}\{(m-N)+(m-N')\}}^{\min(m, N')} (-1)^\tau F_{m-\tau}(N, 0) F_\tau(N', 0) \quad (6)$$

və

$$F_m(N, 0) = \frac{N!}{m!(N-m)!} - \text{binomial əmsallardır.}$$

(5)-dəki  $A_n(p)$  və  $B_n(\beta)$  molekulyar köməkçi funksiyaları aşağıdakı kimi ifadə olunurlar:



$$A_n(p) = \int_1^{\infty} \mu^n e^{-p\mu} d\mu, \quad (8)$$

$$B_n(\beta) = \int_{-1}^1 v^n e^{-\beta v} dv. \quad (9)$$

Hissə-hissə inteqrallama aparmaqla  $A_n(p)$  molekulyar köməkçi funksiyaları üçün aşağıdakı rekurent münasibəti alarıq:

$$A_n(p) = \frac{e^{-p}}{p} + \frac{n}{p} A_{n-1}(p) = A_0(p) + \frac{n}{p} A_{n-1}(p), \quad (10)$$

$$A_0(p) = \int_1^{\infty} e^{-p\mu} d\mu = \frac{e^{-p}}{p}. \quad (11)$$

$A_n(p)$  funksiyaları üçün analitik ifadə almaq məqsədi ilə

$$\int x^n e^{\alpha x} dx = \frac{(-1)^n n! e^{\alpha x}}{\alpha^{n+1}} \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k}{k!} (\alpha x)^k \quad (12)$$

bərabərliyindən istifadə etmək olar. Onda

$$A_n(p) = \frac{n! e^{-p}}{p^{n+1}} \sum_{s=0}^n \frac{p^s}{s!} \quad (13)$$

alarıq.

$B_n(\beta)$  funksiyaları da  $A_n(p)$  ilə ifadə oluna bilər.

$$B_n(\beta) = \begin{cases} (-1)^{n+1} A_n(-\beta) - A_n(\beta), & \beta \neq 0 \\ \frac{1}{n+1} [1 + (-1)^n], & \beta = 0. \end{cases} \quad (14)$$

(5), (13) və (14) düsturları əsasında parametrlərin istənilən mümkün qiymətlərində yararlı olan kompüter proqramları tərtib olunmuşdur. Bu da molekullarda spin-spin və nüvə kvadrupol qarşılıqlı təsir enerjilərini hesablamağa imkan verir.

## ƏDƏBİYYAT

1. Минкин В.И., Симкин Б.Я., Миняев Р.М. Теория строения молекул, Ростов на /Д. Феникс, 2010, 560 с.
2. Алиева Т.Г. Компьютерный расчет экспоненциальных параметров слейтеровских атомных орбиталей, Баки Universitetinin xəbərləri, 2005, №3, s. 168-170.
3. Bessis N. and Bessis G. Analytic atomic shielding parameters, J. Chem. Phys., 1981, v. 74(6), p. 3628-3631.

**YARIİNKLÜZİV  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \Rightarrow \mu^-(\mu^+)\Lambda X$  PROSESLƏRİNDƏ  
 $\Lambda$ -HİPERONUN POLYARİZASIYASI**

**S.Q. Abdullayev**  
*Bakı Dövlət Universiteti*

Kvark-parton modeli çərçivəsində yarınıklüziv  $\nu_\mu + N \Rightarrow \mu^- + \Lambda + X$  və  $\bar{\nu}_\mu + N \Rightarrow \mu^+ + \Lambda + X$  proseslərinin effektiv kəsikləri üçün ümumi ifadələr alınmış,  $\Lambda$ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsi təyin edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki,  $\Lambda$ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsi yalnız  $z$ -dəyişəninin funksiyasıdır.

Dərin qeyri-elastiki səpilmə (DQES) proseslərində yarınıklüziv yaranan  $\frac{1}{2}$  spinli barionların polyarizasiyasının öyrənilməsi polyarizə olunmuş kvarkların paylanma və fraqmentasiya funksiyaları haqqında yeni informasiya verə bilər. Təqdim olunan işdə yarınıklüziv

$$\nu_\mu + N \Rightarrow \mu^- + \Lambda + X, \quad (1)$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \Rightarrow \mu^+ + \Lambda + X \quad (2)$$

proseslərində yaranan  $\Lambda$ -hiperonun polyarizasiyası tədqiq edilmişdir.

Polyarizə olunmuş  $\Lambda$ -hiperonun yarınıklüziv yaranması prosesinin effektiv kəsiyi

$$\frac{d\sigma}{dx dy dz} = \sum_q \sum_{q'} f_{q(hq)}^{N(hN)}(x) \frac{d\mathcal{E}}{dy} D_{q'(h'_q)}^{\Lambda(h_\Lambda)}(z) \quad (3)$$

ifadəsi ilə verilir, burada  $f_{q(hq)}^{N(hN)}$ -polyarizə olunmuş kvarkın nuklonun daxilində paylanma funksiyası,  $D_{q'(h'_q)}^{\Lambda(h_\Lambda)}(z)$ -polyarizə olunmuş kvarkın polyarizə olunmuş hiperona fraqmentasiya funksiyası,  $\frac{d\mathcal{E}}{dy}$ -elementar alt proseslərin effektiv kəsikləri,  $x$ ,  $y$  və  $z$  isə DQES prosesinin kinematik dəyişənləridir.

Neytrino  $d$ -və  $s$ -kvarklarla ( $\bar{u}$ -antikvarkla) qarşılıqlı təsirdə ola bilər və bu zaman  $u$ -kvark ( $\bar{d}$ -və  $\bar{s}$ -antikvarklar) yaranır yalnız  $u$ -,  $d$ - və  $s$ -kvarkların payı nəzərə alınır):

$$\begin{aligned} \nu_\mu + q &\Rightarrow \mu^- + q', & q = d, s, q' = u; \\ \nu_\mu + \bar{q} &\Rightarrow \mu^- + \bar{q}', & \bar{q} = \bar{u}, q' = \bar{d}, \bar{s}; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_\mu + q &\Rightarrow \mu^+ + q', & \bar{q} = \bar{u}, q' = \bar{d}, \bar{s}; \\ \bar{\nu}_\mu + \bar{q} &\Rightarrow \mu^+ + \bar{q}', & \bar{q} = \bar{d}, \bar{s}; q' = \bar{u}. \end{aligned} \quad (5)$$

Kvarkın (antikvarkın) kütləsini nəzərdən atdıqda hər bir elementar alt proses sıfırdan fərqli bir spiral amplituda malikdir:  $\mathcal{M}_{h_\mu h_{q'}; h_\nu h_q}$ :

$$\mathcal{M}_{LL;LL}(\nu_\mu q_L \Rightarrow \mu^- q'_L) = \mathcal{M}_{RR;RR}(\bar{\nu}_\mu \bar{q}_R \Rightarrow \mu^+ \bar{q}'_R) = \frac{U_{qq'}}{\sin^2 \theta_w} \cdot \frac{1}{xys + M_w^2} = F, \quad (6)$$

$$\mathcal{M}_{LR:LR}(\nu_\mu \bar{q}_R \Rightarrow \mu_L^- \bar{q}'_R) = \mathcal{M}_{RL:RL}(\bar{\nu}_\mu q_L \Rightarrow \mu_R^+ q'_L) = F(1-y),$$

burada  $\theta_W$ -Vaynberq bucağıdır,  $U_{ud} = \cos \theta_c$ ,  $U_{us} = \sin \theta_c$ ,  $\theta_c$ -Kabibbo bucağıdır.

Başlanğıc və son zərrəciklərin spirallıqları nəzərə almaqla, elementar proseslərin effektiv kəsikləri hesablanmışdır:

$$\frac{d\mathcal{G}(\nu_L q_L \Rightarrow \mu_L^- q'_L)}{dy} = \frac{d\sigma(\bar{\nu}_R \bar{q}_R \Rightarrow \mu_R^+ q'_R)}{dy} = \pi\alpha^2 x s F^2,$$

$$\frac{d\mathcal{G}(\nu_L \bar{q}_R \Rightarrow \mu_L^- \bar{q}'_R)}{dy} = \frac{d\mathcal{G}(\bar{\nu}_R q_L \Rightarrow \mu_R^+ q'_L)}{dy} = \pi\alpha^2 x s F^2 (1-y), \quad (7)$$

Yarıinklüziv  $\nu_\mu + N \Rightarrow \mu^- + \Lambda + X$  prosesinin effektiv kəsiyi aşağıdakı ifadə ilə verilir:

$$\frac{d\sigma(h_N, h_\Lambda)}{dx dy dz} = \frac{\pi}{2} \alpha^2 x s \sum_q \sum_{q'} F^2 \left\{ f_q^N(x) D_{q'}^\Lambda(z) + f_{\bar{q}}^N(x) D_{q'}^\Lambda(z) (1-y)^2 - \right.$$

$$\left. - h_N \left[ \Delta f_q^N(x) D_{q'}^\Lambda(z) - \Delta f_{\bar{q}}^N(x) D_{q'}^\Lambda(z) (1-y)^2 \right] - h_\Lambda \left[ f_q^N(x) \Delta D_{q'}^\Lambda(z) - f_{\bar{q}}^N(x) \Delta D_{q'}^\Lambda(z) (1-y)^2 \right] + \right.$$

$$\left. + h_N h_\Lambda \left[ \Delta f_q^N(x) \Delta D_{q'}^\Lambda(z) + \Delta f_{\bar{q}}^N(x) \Delta D_{q'}^\Lambda(z) (1-y)^2 \right] \right\} \quad (8)$$

Burada

$$f_q^N(x) = f_{q(+1)}^{N(+1)}(x) + f_{q(-1)}^{N(+1)}(x), \quad \Delta f_q^N(x) = f_{q(+1)}^{N(+1)}(x) - f_{q(-1)}^{N(+1)}(x),$$

$$D_{q'}^\Lambda(z) = D_{q'(+1)}^{\Lambda(+1)}(z) + D_{q'(-1)}^{\Lambda(+1)}(z), \quad \Delta D_{q'}^\Lambda(z) = D_{q'(+1)}^{\Lambda(+1)}(z) - D_{q'(-1)}^{\Lambda(+1)}(z)$$

Neytrino (antineytrino) –nuklon DQES proseslərində yaranan  $\Lambda$ -hiperonun polyarlaşma dərəcəsi

$$P = \frac{d\sigma(h_N; h_\Lambda = 1) - d\sigma(h_N; h_\Lambda = -1)}{d\sigma(h_N; h_\Lambda = 1) + d\sigma(h_N; h_\Lambda = -1)} \quad (9)$$

ifadəsi ilə təyin edilir.

Biz antikvarkların paylanma və fraqmentasiya funksiyalarını nəzərdən ata bilərik, çünki  $x$  və  $z$ -dəyişənlərinin böyük qiymətlərində onların payı çox kiçikdir. Onda  $\Lambda$ -hiperonun polyarlaşma dərəcələri üçün çox sadə ifadələr alırıq:

$$P(\nu_\mu N \Rightarrow \mu^- \Lambda X) = -\frac{\Delta D_u^\Lambda(z)}{D_u^\Lambda(z)}, \quad (10)$$

$$P(\bar{\nu}_\mu N \Rightarrow \mu^+ \Lambda X) = -\frac{\Delta D_d^\Lambda(z) + R \Delta D_s^\Lambda(z)}{D_d^\Lambda(z) + R D_s^\Lambda(z)}, \quad (11)$$

Burada  $R = tg^2 \theta_c = 0,056$ . Göründüyü kimi, (10) və (11) polyarlaşma dərəcələri yalnız  $z$  dəyişənindən asılıdır. Bu polyarlaşma dərəcələrini təcrübələrdə öyrənməklə polyarizə olunmuş kvarkın polyarizə olunmuş  $\Lambda$ -hiperonu fraqmentasiya funksiyaları haqqında qiymətli informasiya əldə etmək olar.

$\Lambda$ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsinə qiymətləndirmək üçün polyarizə olunmuş kvarkların polyarizə olunmuş  $\Lambda$ -hiperonu fraqmentasiya funksiyaları aşağıdakı kimi seçilmişdir (1):

$$\begin{aligned} \Delta D_u^\Lambda(z) &= \Delta D_d^\Lambda(z) = N_u \Delta D_s^\Lambda(z), \\ \Delta D_s^\Lambda(z) &= z^a D_s^\Lambda(z). \end{aligned} \quad (12)$$

Ədədi Hesablamalarda  $a$  və  $N_u$  parametrinin iki müxtəlif qiymətlərindən istifadə edilmişdir:

Parametr	I variant	II variant
$a$	0,27	1,66
$N_u$	-0,2	1

Hesablamalar göstərir ki, parametrlərin birinci variant qiymətlərində  $\Lambda$ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsi müsbətdir və  $z$  dəyişənin artması ilə zəif artaraq 10-15%-ə yaxınlaşır. Həmin variantda  $\Lambda$ -hiperonun polyarlaşma dərəcəsinə s-kvarkın payı üstünlük təşkil edir, u-və d- kvarklarının payı isə 20% tərtibindədir.

İkinci variantda  $\Lambda$ -hiperonun uzununa polyarlaşma dərəcəsi mənfidir və  $z$ -dəyişənin artması ilə modulca sürətlə artır və spektrin sonunda -100%-ə çatır.

## ƏDƏBİYYAT

1. Abdullayev S.K., Muxtarov A.İ. Fizika, 2008, № 1, p.14-18

### DAIMAN PROQRAM-PAKETİ VƏ MÜŞAHİDƏ MATERİALLARININ İŞLƏNMƏSİNİN AVTOMATLAŞDIRILMASI

**Cəsarət S. Əliyev**

AMEA Şamaxı astrofizika rəsədxanası, AZ5618, Şamaxı

(Email: [jascience@yahoo.com](mailto:jascience@yahoo.com))

*Rəqəmsal saxlanmış böyük həcmli eksperimental materialın işlənməsini avtomatlaşdırmaq gərəyi ilə DaImAn proqram-paketi yara-dılmışdır. DaImAn materialı internetdə yerləşdirilmiş arxivdən çəkib gətirir, təmizləyib riyazi formata salır, və sonra dövrünlüyü axtarib tapmaqla yanaşı onu analitik funksiya interpolasiya edir. Bu işdə misal kimi RW Aur ulduzunun AAVSO – da yerləş-dirilmiş arxiv materialı işlənməmişdir.*

Bugün astronomiya informasiya daşqını ilə üz-üzədir və artıq 1 PB –a (petabyte) yaxın material internet vasitəsilə əldə edilə bilər. Bu həcm ildə 0.5 PB artır. Bu materialların əldə edilməsi artıq astronomiyada araşdırmada çevriliş edir və STScI – nin (Space Telescope Science Institute) verdiyi xəbərə görə arxiv materiallarına görə aparılan araşdırmaların sayı yeni alınan material əsasında aparılan araşdırmalardan çoxdur.

Digər tərəfdən vaxta görə bərabər paylanmayan müşahidə materiallarının işlənməsi, əsasən də, periodikliyin düzgün tapılması bu günə kimi problem olaraq qalır [1-3].

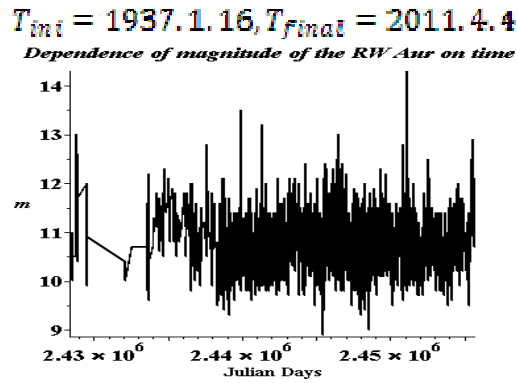
Bütün bunları nəzərə alaraq biz, arxiv materiallarının internet vasitəsilə çəkilib gətirilməsi (məsələn, AAVSO-dan) və işlənməsinin avtomatlaşdırılmasını həyata keçirmək

üçün *DalMan* – proqram-paketini yaratdıq. *DalMan* materialı çəkib gətirir, təmizləyir, lazımı riyazi formata çevirir və itməməsi üçün verilmiş bir ad altında hər hansı bir ünvanda saxlayır, işin düzgün yerinə yetirildiyini göstərmək üçün materialı qrafik şəkildə üzə çıxarır. Bu vaxt proqrama yalnız informasiya yerləşən internet ünvanını vermək kifayətdir. Bu işi alt proqram olan *DIPI* görür.

Sonra işin ikinci hissəsi, materialın işlənməsi prosesi başlayır. 50-100 – il vaxt kəsiyini əhatə edən materialı hətta virtual qucmaq çox çətindir. Öncə alt proqram *DATAN* vasitəsilə gərək olan olan şərtləri ödəyən, məsələn, vaxt uzunluğu  $l$  gündən (aydan, ildən) böyük bərabər olan və müşahidə günləri arasındakı vaxt  $m$  gündən (aydan, ildən) kiçik bərabər olan material axtarılaq tapılır və qalan materialdan ayrılır.

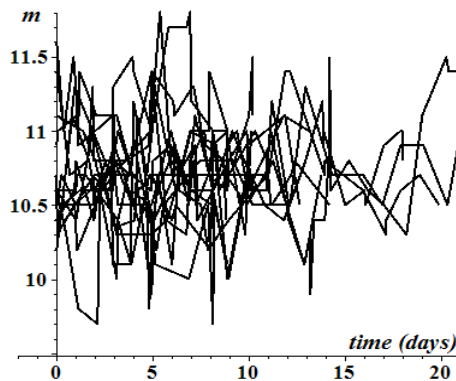
Bunun ardınca az qala bərabər addımlı olan bu material üçün güc spektri qurulur və tezliklər tapılır. Sonra model əyri qurulur və ilkin materialla tutuşdurulur. Əgər fərq çoxdursa tezliklərin tapılması model əyri ilə müşahidə əyrisinin çox yaxın olmasına qədər davam etdirilir.

Aşağıda, *RW Aur* ulduzunun misalında *DalMan* – nın necə işləməsi göstərilir. Öncə *DalMan* çağırılır və ona *RW Aur* ulduzuna aid materialın, məsələn, ulduz ölçüsünün vaxtdan asılılığı yerləşən internet ünvanı verilir. O, materialı çəkib gətirir və aydın olur ki, bu material 1937 – 2011 –ci illəri əhatə edir (Şəkil 1):

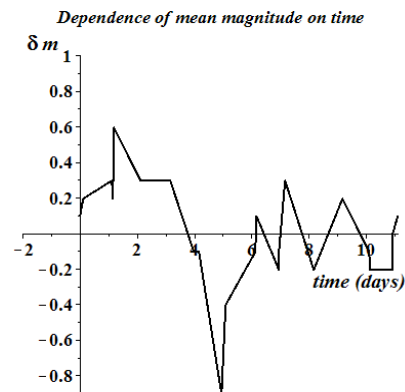


Şəkil 1

İndi, deyək ki, bu materialıniçərisindən addımı, yəni müşahidə günləri arasındakı fərq 2 gündən çox olmayan və uzunluğu 15 nöqtədən kiçik olmayan hissələri axtarıq. Bu işi alt proqram *DaFi* görür. Tapılan hissələr aşağıda qrafik olaraq göstərilib (Şəkil 2, ordinat oxu ulduz ölçüsünü, absis oxu isə günlər fərfini göstərir) . Analiz üçün onların içərisindən birini seçirik, o 23 elementdən ibarətdir (Şəkil 3):



Şəkil 2

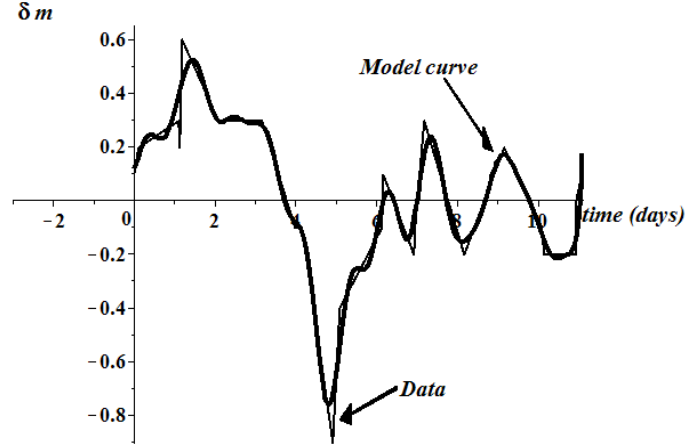


Şəkil 3

Bu material üçün güc spektrini qurulur və *MxFnder* alt proqramı vasitəsilə tezliklər tapılır:

$$\omega_0 = 0.95, \omega_1 = 2.23, \omega_2 = 3.22, \omega_3 = 5.22, \omega_4 = 6.34$$

*CurFit* alt proqramının köməyi ilə model əyri qurulur və o, ilkin materialla tutuşdurulur. Fərq çoxdursa iterasiya davam etdirilir. Baxdığımız halda üç iterasiya bəs edir ki, əyrilər üst-üstə salınsın(Şəkil 4):



Şəkil 4

Belə üst-üstə düşmə proqramın nə dərəcədə yaxşı işlədiyini göstərir.

Beləliklə proqram – paket *DalMan* bir tərəfdən müşahidə materialını Fürye sırayla interpolasiya edir. Digər tərəfdən tezlikləri tapmaqla sistemdə hansı dövrü proseslərin getdiyini aşkarlamağa imkan verir.

#### ƏDƏBİYYAT

1. Carbonell M. et al., Astron. Astrophys., 1992, 264, 350
2. Foster G., Astron. J, 1995, 109(4), 1889
3. Schwarzenberg-Czerny A., ApJ, 1997, 489, 941

#### SOLAR ACTIVITY

Jassarat S. Aliyev

*Shamakhy Astrophysical Observatory, NAS of Azerbaijan, AZ5618, Shamakhy, Pirgulu*

(Email: [jascience@yahoo.com](mailto:jascience@yahoo.com))

*It is suggested that solar activity is a result of the mechanical chaos in the solar system, which transforms into physical one inside the Sun. Despite the total angular momentum is conserved, the spin-orbital interaction leads to a change in solar spin moment in time. Due to the interaction between the spin and orbital moments, a velocity field inside the Sun is redistributed. If the velocity gradient is greater than a certain critical value the instabilities appear and mechanical chaos turns into a physical one.*

The theories explaining the solar activity are of two types. The first type of those takes into account the influence of planets as the main cause of activity. The second type theories are based on idea that the cause of solar activity is contained only inside the Sun.

The idea which lies on the basis of model considered by us is that the main reason of solar activity is influence of the center of mass of solar system on solar inside layers due to which the differential rotation and also own angular moment change with time. From this model for a full solar cycle follows  $T=22.36$  yr., and the halfcycles equal to 11.2 year. Historically many authors to explain the solar activity have suggested to consider the influence of planets (Wolf 1859; Brown 1900; Schuster 1911; Jose 1965; Wood & Wood 1965; Wood 1972; Blizard 1981, 1983, 1989; Fairbridge & Shirley 1987; Sperber & Fairbridge 1990; Gokhale & Javaraiah 1995, Gokhale 1996; Zaqarashvili 1997; Landscheidt 1999; Charvatova 2000; Juckett 2000, 2003). This idea has passed a way of development from simple approach taking into account the influence of Jupiter, because of similarity of the solar cyclic activities and the periodic motion of Jupiter (Wolf 1859), through the approach about influence of motion of the sun around the center of mass of solar system (José 1965) up to the account of interaction between the solar spin and orbital moment (Juckett 2000, 2003).

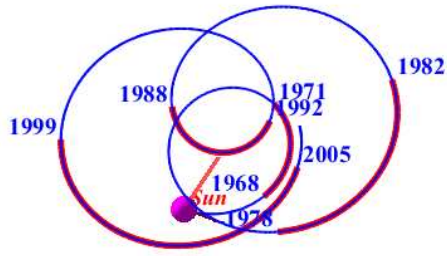
We assume that solar activity is a result of the mechanical chaos in the solar system, which transforms into physical one inside the Sun. The Sun and the planets move around the center of mass and there is chaos in the mechanical system in the sense that the orbits are not closed. Mechanical chaos turns into physical chaos due to rising velocity gradient inside the rotating sun due to the spin-orbital interaction. Despite the total angular momentum is conserved, the spin-orbital interaction leads to a change in solar spin moment in time. Due to this interaction between the spin and orbital moments, a velocity field inside the Sun is redistributed. If the velocity gradient is greater than a certain critical value the instabilities appear and mechanical chaos turns into a physical one.

We divide the solving of problem into two parts: mechanical and physical.

- First, one begins with a study of the system of equations governing a spin-orbital interaction. In the first instance the bifurcation points must be found. It will give us the start times of instabilities. Moreover, solving the equations, we have to find a change of the spin moment of the Sun in time and the velocity distribution inside the Sun. This means that the mechanical part of the problem was solved.
- Second, we write the known equations of the electromagnetic field of the solar dynamo models (for example, the classical mean-field theory, the flux transport dynamo model of solar dynamo group in Boulder (Dikpati et al. 2006), or another flux transport dynamo code developed in Bangalore (Choudhuri et al. 2011), adding to it the velocity field and the forces that have been before found. It is possible that one will derive a new coupling of equations governing the evolution of magnetic and velocity fields. We think that this approach will solve the problem of periodicity, and it will answer questions such as the latitudinal and longitudinal dependency of the appearance of spots. To solve this problem we create module SA (solar activity), which will allow us to describe the motion of the sun and planets around the center of mass, and more.

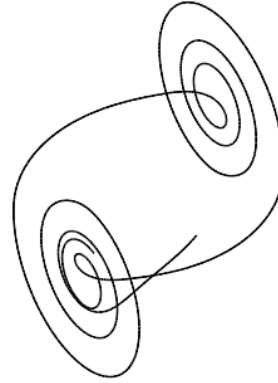
Below it is shown the solar center motion around the mass center of solar system for epoch 1966-2006 (Pic. 1). As seen from comparing the Pic.1 and Pic. 2, it is very similar to the Chua's double scroll attractor:

*Solar center motion around the barycenter*



**Pic.1**

*Chua's double scroll attractor*



**Pic.2**

### REFERENCES

- Blizard J. B., 1981, BAAS, 13, 876  
Blizard J. B., 1983, BAAS, 15, 906  
Blizard J. B., 1989, PASP, 101, 890  
Brown E. W., 1900, MNRAS, 60(10), 599
- Charvatova I., 2000, Ann. Geophys. 18, 399  
Fairbridge R. W., Shirley J. H., 1987, Sol. Phys., 110, 191  
Gokhale M. H., Javaraiah J., 1995, Sol. Phys., 156, 157  
Gokhale M. H., 1996, Bull. Astron. Soc. India, 24, 121  
Jose P. D., 1965, AJ, 70, 193  
Juckett D. A., 2000, Sol. Phys., 191, 201
- Juckett D. A., 2003, A&A, 399, 731  
Schuster A., 1911, Proc. R. Soc. London, 85, 309  
Sperber K. R., Fairbridge R. W., 1990, Sol. Phys., 127, 379  
Wolf R., 1859, CR Acad. Sci. Paris, 48, 231  
Wood R. M., Wood K. D., 1965, Nature, 208, 129
- Wood K. D., 1972, Nature, 240, 91
- Zaqarashvili T. V., 1997, ApJ, 487, 930  
Dikpati M., Gilman P. A., 2006, ApJ, 649, 498  
Choudhuri A. R., 2011, astro-ph/1103.338v1



## ULDUZ SPEKTRLƏRİNDƏ GÜCLÜ UDULMA XƏTLƏRİNİN MƏRKƏZİ İNTENSİVLİYİNİN TEMPERATURDAN ASILILIĞI.

**S.H.Əliyev, V.M.Xəlilov**  
Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası  
[sabir-shao@rambler.ru](mailto:sabir-shao@rambler.ru)

*İşdə Bo-G5 spektral sinif ulduzlarda  $H_{\alpha}$  və  $H_{\delta}$  xətlərinin mərkəzi intensivlikləri verilmiş və temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi aşkar edilmişdir. Alınmışdır ki, bu ulduz spektrlərində mərkəzi intensivlik bütün hallarda nəzəri qiymətlərdən çox olur.*

Güclü udulma xətlərinin mərkəzi intensivliyi  $R_{\lambda}(0) = 1 - R_0$  ulduz spektrlərinin izahı baxımından çox böyük maraq kəsb edir. Təəssüf ki, indiyə kimi ulduz spektrlərinin izah olunmasında güclü franqhafer xətlərinin mərkəzi intensivlik parametrindən istifadə edilməmiş və diqqətdən yayınmamışdır. Spektral xətlərin yaranması nəzəriyyələrinə görə tam səpilmə halında, yaxud monoxromatik şüa tarazlığı hallarında güclü udulma xətlərinin mərkəzi intensivliyi sifirə yaxın olmalıdır [1,2].

Tədqiqatlar göstərir ki, yalnız səpilmə halında həqiqi udulma nəzərə alınmadan modeldən asılı olmayaraq nəzəri hesablamaların nəticələri müşahidədən əhəmiyyətli dərəcədə fərqlənirlər.

Lakin həqiqi udulma hallarında isə bu məsələ tamamilə başqa xarakter daşıyır. Güclü xətlərin udulma əmsalları  $K_{\lambda}$  xəttin mərkəzində daha böyük olduğu üçün atmosferin ən yuxarı qatları - səthi müşahidə edilə bilər. Ona görə də baxılan xəttin mərkəzi verilən dalğa uzunluğunda atmosfer olduqca qeyri-şəffaf olur və bu halda xəttin mərkəzinin yaranmasında atmosferin ən xarici qatları əsas rol oynayır. Ona görə də atmosferin yuxarı sərhəddində temperatur səth temperaturuna ( $T_0$ ) uyğun gəlir.

Ulduz spektrlərində güclü xətlərin ( $H_{\alpha}$  -  $H_{\delta}$ ) mərkəzi intensivliklərinin nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müşahidə ilə üst-üstə düşməməsi faktı ilk dəfə olaraq A.Q. Şayn [1] aşkar etmişdir.

Məlumdur ki, [2,3] daha çox isti ulduzlarda (əsasən O, B sinif) yüksək temperatur və təzyiq effekti nəticəsində həqiqi udulma əmsalı ( $\epsilon$ ) təcrübi olaraq udulma xətlərinin hamısı üçün vahidə yaxın olmalıdır. Ona görə də bu ulduzlarda  $R(0)$  kəmiyyəti xeyli böyük və intensivlik isə təxminən Plank funksiyasına  $B_{\lambda}(T_0)$  uyğun olmalıdır. Burada  $T_0$  ulduzun səth temperaturudur. Buradan aydın olur ki, güclü xətlərin mərkəzi intensivliyi (temperaturdan asılı olaraq) isti sinif ulduzlara getdikcə artmalıdır.

Mərkəzi intensivlik problemi tam səpilmədən fərqli olan digər fiziki proseslərlə də əlaqədar olur. Əslində ulduz atmosferlərində floresensiya prosesi baş verir, yəni a) şüalanmanın xətlər arasındakı paylanması (birinin güclənməsi, digərinin zəifləməsi), b) şüalanmanın udulma xətti ilə kəsilməz spektr arasında paylanması. Birinci hal az ehtimallıdır. İkinci hal isə daha maraqlı və ulduz atmosferi üçün daha çox baş verən prosesdir.

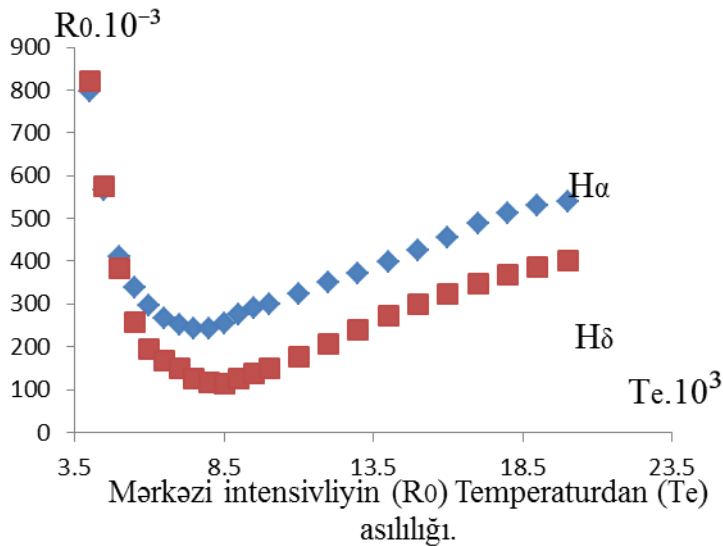
Ulduzun daxili qatlarında demək olar ki, hər iki proses bir-birlərini kompensə edirlər (T.T. halı). Lakin ulduzun səthində birinci hal - yəni xətt daxilində kvantın yaranması ikinciyə nisbətən üstünlük təşkil edir ki, bu da mərkəzi intensivliyin sıfırdan fərqli olmasına gətirir. Nəzərə almaq lazımdır ki, kəsilməz spektrdə şüalanmanın sıxlığı (şüa seli) atmosferdə sabit qalır (lokal termodinamik tarazlıq şərti). Lakin spektral xətt daxilində şüa seli atmosferin aşağı qatından yuxarıya getdikcə azalır (udulma və səpilmə effektləri).

Beləliklə, florosensiya prosesi, xüsusilə şüa selinin spektral xətt və kəsilməz spektr arasında paylanması mərkəzi qalıq intensivliyini artırır. Ona görə də köçürmə tənliyi florosensiya effektini nəzərə almaqla həll edilməlidir.

Məlum olduğu kimi spektral müşahidələr əsasında ulduzların fundamental parametrlərini ( $T_e$ ,  $I_g$ ) təyin edərkən  $H_\alpha$  -  $H_\delta$  xətlərinin nəzəri və müşahidə olunan profillərindən və həmçinin onların tam intensivliklərindən ( $W_\lambda$ ) istifadə edilir.

Adətən bu prosədə nəzəri və müşahidə edilən profilləri müqayisə edərkən profillərin mərkəzi hissələrinə deyil, qanadların üst-üstə düşməsinə üstünlük verilir. Qeyd etmək lazımdır ki, müxtəlif modellər əsasında (həm Şuster - Şvartsşild və həm də Eddington) udulma xətləri üçün hesablanan nəzəri profillər ( $R_0$ ) müşahidə olunan profillərlə tam üst-üstə düşürlər. Bu fərqlənmələr ən çox profillərin mərkəzi hissələrində ( $R_\lambda \approx 0$ ) müşahidə olunur. Bir qayda olaraq güclü xətlər ( $H_\alpha$  -  $H_\delta$ ) üçün mərkəzi hissədə  $R_\lambda$ -nın nəzəri qiymətləri müşahidə olunanlardan daha çox fərqlənirlər.

Qeyd olunduğu kimi məlum nəzəriyyələrə görə ən güclü udulma xətlərinin mərkəzi intensivlikləri sıfıra yaxın olmalıdır. Lakin bizim müşahidələr göstərir ki,  $H_\alpha$  -  $H_\delta$  xətlərinin mərkəzi intensivlikləri, kəsilməz spektr vahidlərində çox hallarda 0.1-dən çox olur (şəkil 1). Bu problem müxtəlif nəzəriyyələr əsasında bir çox tədqiqatçılar tərəfindən araşdırılmış, lakin birqiyətli (vahid) nəticə alınmamışdır.



Güclü franqhofer xətlərinin mərkəzi intensivliyi vasitəsilə atmosferin yuxarı qatlarında baş verən həqiqi udulma, koherent və qeyri-koherent səpilmələri, florosensiya, fırlanma, mikroturbulensiya və s. proseslərin nisbi rolunu müəyyən etmək olar. İndiyə kimi bu mühüm problem nə nəzəri və nə də müşahidə baxımından kifayət qədər öyrənilməmişdir.

Bu problemin həlli üçün florosensiya ilə yanaşı aşağıda göstərilən ən əsas faktorları nəzərə almaq lazımdır: 1) Güclü udulma xətlərinin ( $H_\alpha$  -  $H_\delta$ ) mərkəzi hissələri emissiyaya daha çox həssas olurlar; 2) Udulma xətlərinin mərkəzi hissələri ulduzun səthində yarandığına görə orada termodinamik tarazlığın pozulması; 3) Bərk fırlanan ulduzların xarici səthindən maddə axını; 4) Kimyəvi pekulyar maqnit ulduzlarında (CPM) kimyəvi anomaliyanın ulduzun səthində daha çox olması və ulduzun səthinin qeyri-bircins olması və s.

Bunların hamısı ulduzun növündən, spektral sinfindən və ya temperaturdan asılı daha çox özünü biruzə verən əsas amillərdir. Göründüyü kimi bunları aşkar etmək üçün güclü udulma xətlərinin mərkəzi intensivliklərinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsinin araşdırılması xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

İşin əsas məqsədi a) Baş ardıcılıq ulduzları spektrlərində güclü hidrogen xətlərinin ( $H_{\alpha}$  -  $H_{\delta}$ ) mərkəzi intensivliyinin nəzəri və müşahidədən alınan fərqi aşkar edilməsi; b)  $H_{\alpha}$  -  $H_{\delta}$  xətlərinin mərkəzi intensivliklərinin (spektral sinifdən) temperaturdan asılı dəyişməsini müəyyən etməkdən ibarətdir.

Hidrogen xətlərinin mərkəzi intensivliyinin nəzəri hesablanmış qiymətləri üçün ən çox istifadə edilən Kuruçun son 1993-cü il modelindən istifadə edilmişdir.

İstifadə edilən müşahidə materiallarının demək olar ki, hamısı ŞAR-ın 2 m teleskopunda alınmışdır.

Tədqiqat üçün 28 ədəd müxtəlif maqnit və 20-yə qədər qeyri-maqnit ulduzlarının spektrlərində  $H_{\alpha}$  -  $H_{\delta}$  xətlərinin mərkəzi intensivlikləri təyin edilmişdir. Nümunə kimi,  $H_{\gamma}$  və  $H_{\delta}$  xətlərinin mərkəzi intensivliyinin ( $R_0$ ) temperaturdan asılı dəyişməsi şəkil 1-də göstərilmişdir. Mərkəzi intensivliyin  $R_0$  temperaturdan asılı dəyişməsini araşdırarkən hər bir ulduz üçün effektiv temperaturun müəllifin əvvəlki işlərində təyin etdiyi qiymətlərdən istifadə edilmişdir [4].

Məqalənin tərtib olunmasında göstərdiyi köməkliyə görə E.A.Soltanovaya dərin minnətdarlığımı bildirirəm.

#### **Əsas nəticələr**

1. Aşkar edilmişdir ki,  $T_e = 6000 - 20000$  temperatur intervalında hidrogen xətlərinin nəzəri və müşahidə olunan mərkəzi intensivlikləri bir-birlərindən əhəmiyyətli dərəcədə fərqlənirlər və bu fərq temperaturdan asılı olaraq artır.
2. Baxılan xətlərin mərkəzi intensivliyi maqnit ulduzlarında qeyri-maqnitlərdə olduğundan xeyli (təxminən 0.1) az olması müəyyən edilmişdir.

#### **ƏDƏBİYYAT**

1. Шайн Г.А. Центральные интенсивности в сильных линиях поглощения в спектрах звезд. Изв. КрАО 1951 Т.7, с. 67-86.
2. Мустель Э.Р. Звездные атмосферы М. Физматгиз 1960.
3. Соболев В.В. Курс Теорет. Астрофиз.
4. Алиев С.Г. Кинемат. и физ. неб. тел 2009. №6, с 250

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТЕПЕНИ ПЕКУЛЯРНОСТИ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД В6 – Ф0

**С.Г. Алиев, В.М. Халилов**  
ШАО НАН Азербайджана  
[sabir-shao@rambler.ru](mailto:sabir-shao@rambler.ru)

*Определена количественные спектральные индексы (степени) пекулярности  $P$  для различных магнитных звезд в интервалов спектральных классов В6 – Ф0. Исследованы зависимости величины  $P$  от эффективной температуры ( $1500 > T_e > 7000 K$ ).*

*Выявлены характерных особенности поведения индексов  $P$  вдоль температурной последовательности.*

Впервые понятие количественной степени (индекса) пекулярности  $P$  было введено в [1] введение количественной меры пекулярности спектров магнитных химически пекулярных (МСП) звезд явилось важным этапом для комплексного изучения наблюдаемые и физические особенности этих звезд. Необходимо обратит специальное внимание на выявление возможных закономерностей в поведении этих параметров в зависимости от температуры звезды, величины магнитного поля, а также на поиски конкретных количественных соотношений между спектральными и фотометрическими критериями, характеристиками для различных типов МСП - звезд. В конечном итоге, старатся получить дополнительные данные для суждения о физической природе и механизмах образования химических аномалий [2].

Определим количественный спектральный индекс пекулярности  $P$  линии химического элемента  $E$  в спектре МСП-звезды с эффективной температурой  $T_e$  и спектральным классом  $S_p$  как отношение эквивалентной ширины  $W(P)$  линии этого элемента в спектре данной МСП-звезды к ее  $W(H)$  в спектре нормальной звезды главной последовательности с таким же  $T_e$  и  $S_p$ . Таким образом, индекс  $P(E) = W(P) / W(H)$  характеризует нам количественно меру усиления линий данного элемента в спектре МСП –звезды [2], другими словами, степень (индекс) пекулярности спектра МСП –звезды в отношении рассматриваемого химического элемента.

В этой части работы представляется попытки определения и изучения количественных индексов спектральных пекулярности магнитных звезд в спектральном диапазоне В4-Ф0. Спектральный материал, используемой для этой цели, были получены на 2 м. телескопе ШАО НАН Азербайджана. Основные исходные данные для выбранных магнитных звезд приведены в таблице, в столбцах которой последовательно даются: 2-номер ШД; 3-видимая величина звезд в фильтре В; 4-количественный спектральный класс, найденные в [1,2]; 5-тип пекулярности были взяты из [2]; 6-10 индексы пекулярности  $P$ , найденные только по линиям Си, Мн, Жр Ср и Еу. Результаты полученные по другим аномальным элементом, будут представлены в отдельной статье. Для измерения выбрались две-три наиболее сильные линии каждого элемента. Для каждого исследуемого элемента были подсчитаны суммы эквивалентных ширин нескольких линий, измеренных в спектрах магнитных и нормальных звезд. После этого для каждой магнитной звезды с учетом ее спектрального класса определялись величины  $P$ , по отдельным элементом и представлены в таблицах столбцах 6-10.

№	Звезда HD	V	Sp	Тип пекул.	Индексы пекулярности				
					SiII	MnII	CrII	SrII	EuI I
1	358	2.07	B6.2	Hg, Mn	1.55	5.90	2.10	1.00	--
2	19832	5.60	B7.3	Si 4200	2.00	--	1.15	1.60	--
3	40312	2.64	B9.1	Si,Cr	2.60	1.60	1.50	1.05	--
4	108662	5.27	B9.4	Sr, Cr, Eu	1.25	2.40	5.20	2.30	5.70
5	108945	5.49	A2.4	Sr, Cr, Eu	1.40	1.60	2.20	4.45	2.50
6	112185	1.76	A1.0	Cr, Eu	0.50	1.35	2.10	0.80	1.90
7	112413	2.89	B7.9	Cr, Eu, Si	2.25	2.30	3.10	1.62	6.00
8	118022	4.93	A0.0	Sr, Cr, Eu	1.32	3.15	4.35	3.82	5.49
9	124224	5.01	B7.2	Si 4200	3.20	--	2.30	2.62	--
10	129174	4.54	B8.0	Hg, Mn	1.48	5.80	2.40	1.61	3.78
11	137909	3.68	A8.0	Sr, Cr, Eu	1.30	1.70	2.15	1.50	5.30
12	148112	4.58	A0.0	Sr, Cr, Eu	0.81	1.52	2.20	1.55	2.40
13	184905	6.32	B8.2	Si, Cr	0.83	1.21	1.80	1.20	2.30
14	196502	5.20	A2.9	Sr, Cr	0.91	2.30	3.30	2.70	3.80
15	201601	4.68	A8.6	Cr, Eu	1.10	1.12	1.10	2.00	2.82
16	220825	4.95	B9.8	Sr, Cr, Eu	1.10	2.05	3.10	3.90	6.00
17	224801	6.37	B7.6	Sr, Cr, Eu	2.90	--	1.80	2.80	6.20

Ниже рассматривается поведение величины  $R$  полученные на каждого выбранного элемента.

**Кремний.** Индекс пекулярности определялись по сумме эквивалентных ширин линии Si БЫ 4128-30, 3862, 3856.

Выявлено, что линии кремния имеют максимальные значения интенсивности в области спектральных классов В 8.0-А 0.5. Сопоставляя значения  $R$  со спектральным классом показывает, что все значения  $R$  ( $R$  СИ БЫ) нормальных звезд находятся в пределах ошибок ( $\Delta p = \pm 0,1$ ). Для звезд в которых значения  $\Pi$  (Si) $>1$  обладают аномалией в отношении кремния и являются «кремниевыми» звездами.

Зависимость величины  $R$  от спектрального класса, позволяет заключить, что степень пекулярности кремния постепенно растет от нормальных звезд [ $R$  (H) =0,7-1,2] к значениям для звезд МСР.

**Марганец.** Величина  $R$  для марганца были определены по интенсивностям линии 4282 и 4206. Интенсивности линии марганца для нормальных звезд составляет  $W$  (Mn) $<0,1$  А, а для МСР –звезд  $W =0,3-0,4$  А. Распределение звезд по величинам  $R$  и по спектральным классом здесь аналогично кремниевым. Однако, максимальное значения  $R$  для, марганца больше 4,5 а для кремния  $R \approx 3,5$ .

**Хром.** Величины  $R$  вычислялись для линий 4558 и 4275. Наибольшую величину  $R$  для хрома имеют марганцевые звезды усиление линии хрома в МСР звездах меньше, чем у других пекулярных элементов.

**Стронций.** Величины  $R$  определялись по линиям 4215, 4161 и 4077. При определении  $R$  (Sr) блендировании используемых линии не играют существенный роли, так как вклад блендов для этих линий очень мал. В спектрах МСР-звезд линии стронция имеют большую эквивалентную ширину, благодаря чего можно сказать что стронций является одним из наиболее аномальных элементов в магнитных звездах.

**Европия.** Для нахождения  $R$  (Eu) использовались линии 4205 и 3930 (бленда-3930-3FeI). Сопоставление значение  $R$  (Eu) со спектральным классом показывает, что

все нормальные звезды имеют значения  $P$  в пределах (вероятные) ошибки. В то же время для магнитных звезд ЩД108662, ЩД112413 и ЩД118022 величины  $P$  ( $E_u$ ) достигают максимальному значению –  $P = 5,5 - 6,00$ .

В заключении следует отметить, что благодаря определению степени (индекса) пекулярности для рассматриваемых элементов, (легко) можно открыт новые МСР звезды, причем без проведения фотометрических и магнитных наблюдений, как это было сделано в случаи магнитных звезд.

Авторы: Э.А.Султановой и Э.М.Алиевой благодарят за помощь в оформлении работы в печати

## ЛИТЕРАТУРА

1. Леушин В.В. Астрофиз. исслед. (Изв. САО) 1971, Т.3.стр. 36.
2. Копылов И.М. Астрофиз Исслед. (Изв. САО) 1987 Т.24.стр. 44.
3. Алиев С.Г. Дисс. на Сосис. уч. степ. к.ф.м.н. БГУ Баку 2003, 167с.
4. Алиев С.Г. Изв. НАНА 2010 Т.30. Вып.2 стр. 173.

## СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ И ИОНИЗАЦИОННАЯ СТРАТИФИКАЦИЯ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ WR134 И WR136.

**Д.Н. Рустамов, А.Ф.Абдулкеримова**

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им.Н.Туси НАН Азербайджана*

e-mail: [janmamed@yahoo.com](mailto:janmamed@yahoo.com)

*По эшелле-спектрограммам, полученным в 2005-2010 годах, на касегреновском фокусе телескопа “Цейсс-2000”, Шамахинской Астрофизической Обсерватории им.Н.Туси НАН Азербайджана исследованы профили эмиссионных линий HeII4859, HeII5411, CIV5808, HeI5875 в спектрах звезд типа Вольфа-Райе WR134 и WR136 . Определены эквивалентные ширины и полуширины этих эмиссионных линий. Используя современную классификационную схему для спектральной классификации звезд WR азотной последовательности, определены спектральные подтипы звезд WR134 и WR136. Исследовано также сравнительная ионизационная структура оболочек этих звезд.*

### Введение

Звезда типа Вольфа-Райе (WR) WR134 (WN6, SB1) окружена кольцевой туманностью S 109 и находится в созвездии Лебедя. Звезда WR134 является самой переменной среди звезд подтипа WN6. Нахождение на большой высоте  $z$  от галактической плоскости, присутствие кольцевой туманности вокруг этой звезды и выявленная фотометрическая переменность с периодом 7.44 дня [1, 2] интерпретировалась присутствием компактной компоненты у этой звезды (WR+C).

Звезда типа WR, WR136 (WN6, SB1) является одиночной WN6 звездой и является стандартом подтипа WN6. В [3] обнаружена переменность лучевых скоростей и профилей различных линий в спектре звезды WR136 с периодом  $4^d.5$  и подтверждена авторами работы [4]. Основываясь этим данным, полагалось, что звезда WR136 является тесной двойной системой (ТДС) одна компонента которой является нейтронной звездой. Следовательно, звезды WR134 и WR136 могут быть звездами

WR с компактными компонентами. Однако дальнейшие исследования не подтвердили природу этих объектов как WR+C двойных систем.

В работе [5] была высказана гипотеза о том, что “одиночные” звезды WR, расположенные в центрах кольцевых туманностей, могут быть ТДС, содержащими в качестве спутников маломассивные “нормальные” К, М звезды. Основанием для такой гипотезы является то, что наблюдается большое число маломассивных рентгеновских двойных систем, состоящих из маломассивной оптической К-М звезды и аккрецирующей нейтронной звезды. Прародителями этих маломассивных рентгеновских двойных систем могут быть звезды типа WR содержащими в качестве спутников маломассивные “нормальные” К, М звезды. Следовательно, природа звезд типа WR, WR134 и WR136 не до конца разгадана. Для установления их природы целесообразно определение их различных параметров. Целью данной работы является определение спектральных подтипов этих звезд.

### Наблюдения и результаты

Спектральные наблюдения звезды WR134 и WR136 были проведены в фокусе Кассегрена 2-метрового телескопа, ШАО им. Н.Туси НАН Азербайджанской Республики. Применялся эшелле-спектрометр, с светоприемником ПЗС-матрица, с форматом 530x580 пикселей, спектральный диапазон  $\lambda\lambda 4000-7000 \text{ \AA}$ , спектральное разрешение  $R=13\ 600$ , отношение сигнала к шуму  $S/N \sim 100$ . Аппаратура наблюдений подробно описана в [6]. Получение и обработка ПЗС –изображений эшелле-спектрограмм осуществлялись с помощью пакета программ DECH20 и DECH20T [7]. Спектральные наблюдения звезды WR 136 были проведены в 2005-2009 гг. и получены 46 эшелле-спектрограмм. Время накопления 20 минут. Спектральные наблюдения звезды WR 134 были проведены в 2006-2010 гг. и получены 34 эшелле-спектрограмм. Время накопления 25 минут.

Определены эквивалентные ширины ( $W_\lambda$ ) и полуширины ( $V_{1/2}$ ) эмиссионных линий HeII4859, HeII5411, CIV5808, HeI5875. Среднеквадратичные ошибки определения эквивалентной ширины и полуширины определенные по стандартной звезде HD 189847,  $\sim 10\%$  и  $\sim 110 \text{ км/с}$  соответственно.

**Спектральная классификация.** Согласно [8] при спектральной классификации звезд WR азотной последовательности следующие отношения эквивалентных ширин используются как классификационные критерии: HeII5411/HeI5875, CIV5808/HeII5411, CIV5808/HeI5875. В зависимости  $\log(\text{CIV5808/HeI5875})$  от  $\log(\text{HeII5411/HeI5875})$  WN подтипы хорошо отделяются (рис.1). При спектральной классификации звезд WR азотной последовательности используется эта зависимость. На рис.1 границы различных WN подтипов отмечены пунктирными линиями. В этой зависимости только WN4 и WN5 подтипы не очень четко отделяются и для разделения этих подтипов используются дополнительные критерии. Точки соответствующие WR 134 и WR 136 являются усредненными значениями по 23 и 17 эшелле-спектрограммам соответственно. На рис.1 видно, что в зависимости  $\log(\text{CIV5808/HeI5875})$  от  $\log(\text{HeII5411/HeI5875})$  звезды WR134 и WR136 находятся в области соответствующей подтипу WN6. Следовательно, наши результаты подтверждают принадлежность звезд WR134 и WR136 к подтипу WN6. Несмотря на то, что эти звезды попадают в область соответствующую WN6, однако имеются отличия между ними. Звезда WR136 более точно соответствует подтипу WN6, однако звезда WR134 находится на границе между WN5 и WN6. Отметим, что согласно [9] в атмосфере звезды WR136 есть водород, однако звезда WR134 полностью потеряла свою внешнюю водородную оболочку.

Отличие между этими звездами может быть связано этим обстоятельством, а также различием в начальных массах этих звезд.

**Ионизационная стратификация оболочек.** Одной из характерной особенностей звезд WR является зависимость между полуширинами эмиссионных линий и потенциалами ионизации ионов соответствующих этим линиям [10]. Эта зависимость проявляет себя в следующем: полуширины линий ионов с меньшими потенциалами ионизации в среднем больше полуширин линий ионов с большими потенциалами ионизации. Этот наблюдательный факт объясняется тем, что линии ионов с большими потенциалами ионизации образуются в области оболочки расположенной вблизи звезды а линии ионов с меньшими потенциалами ионизации образуются в наружных областях оболочки. Эта зависимость фактически показывает геометрическое место образования линий различных ионов в оболочках звезд типа WR. На рис.1. и рис.2. приведены зависимости между потенциалами ионизации и полуширинами линий (в единицах км/с) для различных ионов (HeI, HeII, CIII, CIV, NV) у звезд WR 134 и WR 136 соответственно. В этих рисунках треугольниками отмечены определенные нами данные, кружками данные взятые из работы [11]. Как видно из этих рисунков структуры оболочек этих звезд отличаются.

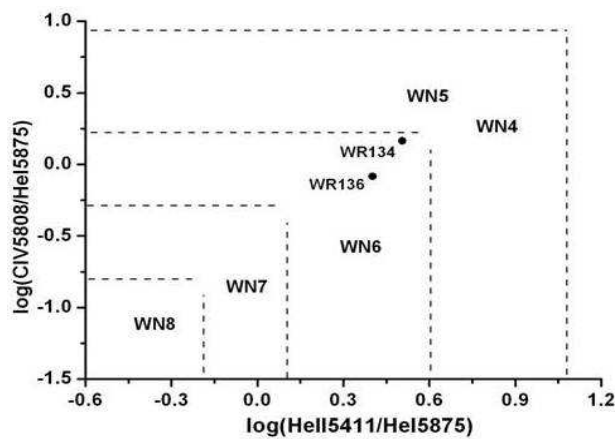


Рис.1. Положение звезд WR 134 и WR 136 в зависимости  $\log(\text{CIV}5808/\text{HeI}5875)$   $\log(\text{HeII}5411/\text{HeI}5875)$

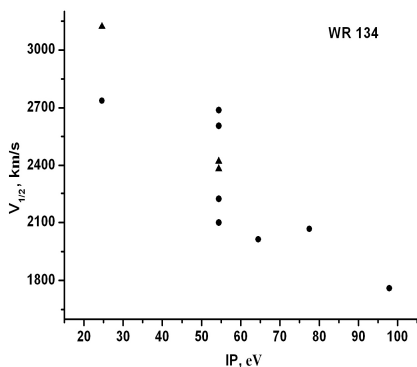


Рис.2. Зависимость между потенциалами ионизации и полуширин линий для звезды WR 134.

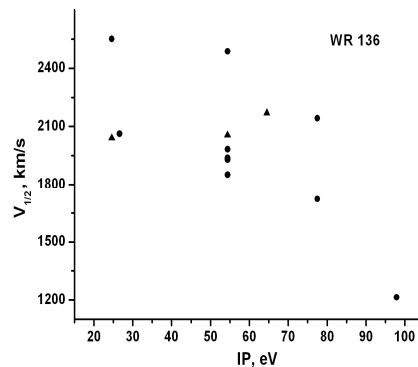


Рис.3. Зависимость между потенциалами ионизации и полуширин линий для звезды WR 136.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Антохин И.И., Асланов А.А., Черепашук А.М., **Письма в АЖ**, 1982, 8, стр.290-297.
2. Антохин И.И., Черепашук А.М., **Письма в АЖ**. 1984, 10, стр.370-376.
3. Koenigsberger G. et all. **Rev.Mex.Astron.Astrofiz.**, 1980, 5, p.45-49.
4. Асланов А.А., Черепашук А.М., **Письма в АЖ**, 1981, 7, стр.482-488.
5. Cherepashchuk A.M., **Space Sci. Rev.**, 2000, 93, p. 473-580.
6. Микаилов Х.М., Халилов В.М., Алекберов И.А., **ŞAR Sirkulyarı**, 2005, 109, стр.21-29.
7. Галазутдинов Г.А. **Препринт САО РАН**. 1992, № 92.
8. Smith L.F., Shara M.M., Moffat A.F.J., **MNRAS**, 1996, 281, p.163-191.
9. Hamann W.R., Wessolowski U., Koesterke L., **Astron. Astrophys.**, 1993, 274, p. 397-414.
10. Beals C.S. **MNRAS**, 1929, v.90, p.202-212.
11. Herald J.E. et al., **The Astrophys.Journal, Suppl.Ser.**, 2000, 126, pp. 469-491.

## ОПИСАНИЕ ЛИНЕЙНОГО АНГАРМОНИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА В ТЕОРИИ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ $\lambda\phi^4$ В ФОРМАЛИЗМЕ БИЛОКАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ЛИНЕЙНЫМ ИТЕРАЦИОННЫМ МЕТОДОМ РОЧЕВА

**Т.Г. Алиева**

*Бакинский Государственный Университет  
Институт Физических Проблем  
Ул. З. Халилова., 23  
AZ1148 Баку, Азербайджан  
e-mail:aliyevatarana@rambler.ru*

*В настоящем докладе строится структура второго шага разложения среднего поля для одномерной модели скалярного поля с самодействием  $\phi^4$ . Используется метод итерационного решения уравнения Швингера для производящего функционала в формализме биллокальных источников, разработанный В.Е. Рочевым. Этим создается база вычислений NLO-поправки к энергии основного состояния линейного ангармонического осциллятора.*

**Ключевые слова:** *непертурбативная квантовая механика, ангармонический осциллятор, уравнение Швингера.*

**1. Введение.** Как известно, теория возмущений (ТВ) по константе связи взаимодействия частиц является основным методом проведения вычислений не только в квантовой теории поля элементарных частиц, но и квантовой теорий атомов и молекул и др. В пертурбативной области по константе связи (ТВ) удастся анализировать широкий круг вопросов. Вместе с тем известно, что, ограничиваясь лишь рамками ТВ, нельзя рассчитывать на достаточно полное изучение структуры рассматриваемой динамической модели. Причем это касается также теорий, в которых константа связи относительно мала (например, в квантовой химии, когда электромагнитное взаимодействие между атомами и молекулами доминирует над остальными фундаментальными взаимодействиями). В квантовых динамических теориях элементарных частиц известно большое число задач, решение которых требует

применения методов, позволяющих выходить за рамки ТВ по константе связи (непертурбативные подходы).

Начиная с основополагающих работ Хартри и Фока, предпринимались различные подходы по разработке методов, дающих тот или иной способ выхода за рамки ТВ. Самым распространенным методом является приближение именуемое разложением среднего поля (РСП) (самосогласованное поле Хартри-Фока). Одним из направлений является суммирование рядов ТВ [1]. При этом для членов высших порядков, например, методом функционального перевала применяются различные асимптотические формулы [2]-[3]. Процедура суммирования таких рядов ТВ содержит некий функциональный произвол, а для корректности рассматриваемых задач привлекаются дополнительные условия о сумме рядов [4], [5]. Среди методов связанных с рядом ТВ, самым широкораспространенным являются вариационные подходы [6]- [7]. Однако, в рамках не всех вариационных методов удается построить алгоритмы вычисления поправок, что в свою очередь создает затруднение оценок эффектов связанных с квантовыми флуктуациями. В вариационных методах принципиальную роль играют свойства сходимости ряда. Даже в случае минимальной (слабой) связи, расходящийся ряд ТВ аппроксимирует рассматриваемую величину как ряд асимптотический, а на аппроксимирующем ряду возлагаются более жесткие требования, из-за отсутствия малого параметра [8]. В этом случае, для получения надежной информации естественно возникает необходимость построения некоторой итерационной схемы, позволяющей, в принципе, проделать сколь угодно большое число шагов по направлению к полному (более точному) определению поправок к так называемому “основному вкладу” изучаемого “объекта”. Такая схема вычислений предложена В.Е. Рочевым (см. [9]- [11]), которая основана на аппроксимации системы уравнений Швингера-Дайсона для производящего функционала функций Грина точно решаемым уравнением [11]. Это решение генерирует линейную итерационную схему, каждый шаг которой описывается замкнутой системой интегро-дифференциальных уравнений [11]. Уравнения для функций Грина в главном приближении и на первом шаге итераций в разных контекстах выписывались и исследовались ранее [11]. Новым является их появление в составе регулярной итерационной схемы, причем именно это обстоятельство и позволяет дать им последовательную интерпретацию [11].

В настоящей докладе, в рамках линейного итерационного решения уравнения Швингера для производящего функционала функций Грина [9] обсуждается второй шаг за главным приближением разложения среднего поля для модели скалярного поля с самодействием  $\phi_d^4$  ( $d$  – размерность пространства) [9]. При  $d=1$  эта модель соответствует квантовомеханическому ангармоническому осциллятору, для которого существует принципиальная возможность вычислить NLO поправку к энергии и выявить квантовые флуктуации.

**2. Метод.** В рамках предложенного метода производящий функционал функций Грина теории скалярного поля  $\phi(x)$  в евклидовом пространстве ( $x \in E_d$ ) с действием

$$S(\phi) = \int dx \left\{ \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 + \frac{m^2}{2} \phi^2 + \lambda \phi^4 \right\} \text{ имеет нижеследующий функциональный вид [9]}$$

$$G(\eta) = N^{-1} \int D\phi \exp \left\{ -S + \int dx dy \phi(x) \eta(xy) \phi(y) \right\}, \quad (1)$$

Здесь  $\eta(xy)$  – билакальный источник полей,  $N$  – нормировочная константа определяется из  $G(0) = 1$ . Суть предлагаемой итерационной схемы можно понять по аналогии с задачей об определении стационарных состояний атома, характеризующихся определенными значениями энергии, соответствующим задачам определения

собственных колебаний и, общее, на линейные операторы и их собственные значения математической физики, в которых определенные состояния системы выделяется из ряда остальных, в которых ряд значений данной величины сам собой выделился бы из других мыслимых значений. Такого рода обоснование идеи осуществляет РСП, начиная с основополагающих работ Хартри и Фока как задача на собственные значения операторов.

Согласно трансляционной инвариантности меры интегрирования из мастер уравнения определяется явный вид уравнения Швингера для производящего функционала функций Грина [9]

$$\left\{ -\delta(x-y) + 4\lambda \frac{\delta^2 P^{(0)}}{\delta\eta(yx)\delta\eta(xx)} + (m^2 - \partial^2) \frac{\delta P^{(0)}}{\delta\eta(yx)} \right\} \cdot \exp\{Tr\Delta(21)*\eta(12)\} = 0, \quad (2)$$

и производящий функционал главного приближения  $G^{(0)} = \exp\{Tr\Delta(21)*\eta(12)\} = \exp\{[dx_1 dy_1 \Delta(x_1, y_1)\eta(y_1, x_1)]\}$  генерирует линейную итерационную схему [9]:

$$G = G^{(0)} + G^{(1)} + \dots + G^{(n)} + \dots, \quad (3)$$

В этой итерационной схеме нет малого параметра. Его роль играет, в определенном смысле, источник  $\eta$ . Разложение производящего функционала (3) следует понимать как аппроксимацию  $G(\eta)$  вблизи точки  $\eta = 0$ . По существу, вместо вопроса о малом параметре следует ставить вопрос о сходимости разложения для квантовополевой задачи [11]. Можно ограничиться замечанием о том, что можно привести ряд качественных соображений в пользу того, что сходимость разложения такого типа во всяком случае не хуже, чем сходимость ряда ТВ по константе связи (см. [12]). Кроме того, следует отметить, что для модельной “нуль-мерной теории” при  $d = 0$ , когда функциональный интеграл становится обычным, а уравнения Швингера-Дайсона – обыкновенными дифференциальными уравнениями, такое разложение обладает весьма хорошими свойствами сходимости (см. [9], [12]) [11].

Единственная связная функция главного приближения является свободный пропагатор скалярной частицы, которая есть первая производная

$$\Delta = \left. \frac{\delta G}{\delta \eta} \right|_{\eta=0} \text{ производящего функционала } G(\eta) \text{ по источнику } \eta \text{ и имеет}$$

вид:  $\Delta = [m^2 + 4\lambda\Delta(0)]^{-1}$ , величина  $\Delta(0)$  определяется из условия самосогласования, которая состоит в последовательном решении уравнений [9]

$$\begin{aligned} & \left\{ 4\lambda \frac{\delta^2 P^{(n)}}{\delta\eta(yx)\delta\eta(xx)} + (m^2 - \partial^2) \frac{\delta P^{(n)}}{\delta\eta(yx)} - \delta(x-y)P^{(n)} \right\} \cdot \exp\{Tr\Delta(21)*\eta(12)\} = \\ & = 2\eta(x_1) \frac{\delta P^{(n-1)}}{\delta\eta(y_1)} \cdot \exp\{Tr\Delta(21)*\eta(12)\} \end{aligned} \quad (4)$$

Производящий функционал первого шага итераций определяется из  $G^{(n)} = P^{(n)} \cdot G^{(0)}$  ( $P^{(n)}$  – многочлен  $2n$ -порядка по источникам  $\eta$ , где  $n = 1, 2, \dots$ , а \* означает произведение в функциональном смысле) [9]:

$$P^{(1)} = \frac{1}{2} \text{tr} \int \Delta_2(x_1 y_1, x_2 y_2) \eta(y_1, x_1) \eta(y_2, x_2) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 + \int \Delta^{(NLO)}(x_1, y_1) \eta(y_1, x_1) dx_1 dy_1$$

В настоящем - в первом шаге, т.е., в следующем шаге за главным приближением появляются уравнения для двухчастичной функции Грина  $\Delta_2$  и NLO-поправка  $\Delta^{(NLO)}$  к пропагатору  $\Delta$  скалярной частицы. После ампутации внешних концов получаются

четырёх-точечная функция  $G^4(xu, x' y') = \left. \frac{\delta^2 G}{\delta \eta^2} \right|_{\eta=0}$  - "4-хвостка". Далее, по известной

формуле,  $\frac{dE}{d\lambda} = G^4(0,0,0,0)$  (см. обзор [8]), получено явное аналитическое выражение

для энергии основного состояния ангармонического осциллятора [9],

$$\frac{dE}{d\lambda} = \frac{1}{4\mu^2} + \frac{1}{\mu M} \left[ 1 - \frac{2\lambda}{\lambda + \mu^3} \left( 1 - \frac{2\lambda}{\mu(M + 2\mu)^2} \right) \right]$$

$$(M = \sqrt{4\mu^2 + \frac{4\lambda}{\mu}}, \mu^2 = m^2 + \frac{2\lambda}{\mu} \text{ - перенормированная масса, } \mu = \sqrt{\mu^2}),$$

которая аппроксимирует энергию основного состояния во всем интервале значений константы связи  $\lambda$  с точностью, от 0 (при  $\lambda \rightarrow 0$ ) до 13% (при  $\lambda \rightarrow \infty$ ) [9].

**3. Второй шаг разложения.** Производящий функционал второго шага выбирается в виде:  $G^{(2)}[\eta] = P^{(2)} G^{(0)}$ , где полином  $P^{(2)}$  имеет нижеследующее представление

$$\begin{aligned} P^{(2)} = & \\ = & \frac{1}{4!} \text{tr} \int \Delta_4(x_1 y_1, x_2 y_2, x_3 y_3, x_4 y_4) \eta(y_1, x_1) \eta(y_2, x_2) \eta(y_3, x_3) \eta(y_4, x_4) dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 dy_1 dy_2 dy_3 dy_4 + \\ & + \frac{1}{3!} \text{tr} \int \Delta_3(x_1 y_1, x_2 y_2, x_3 y_3) \eta(y_1, x_1) \eta(y_2, x_2) \eta(y_3, x_3) dx_1 dx_2 dx_3 dy_1 dy_2 dy_3 \\ & + \frac{1}{2} \text{tr} \int \Delta_2^{(NLO)}(x_1 y_1, x_2 y_2) \eta(y_1, x_1) \eta(y_2, x_2) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 + \int \Delta^{(NNLO)}(x_1, y_1) \eta(y_1, x_1) dx_1 dy_1 \end{aligned}$$

Из уравнения (3)  $n$ -го шага получаем уравнение второго шага, который нижеследующий вид:

$$\begin{aligned} \left\{ -\delta(x-y) P^{(n)} + 4\lambda \frac{\delta^2 P^{(n)}}{\delta \eta(yx) \delta \eta(xx)} + (m^2 - \partial^2) \frac{\delta P^{(n)}}{\delta \eta(yx)} \right\} \cdot \exp\{Tr \Delta_0(21) * \eta(12)\} = \\ = 2\eta(x1) \frac{\delta P^{(n-1)}}{\delta \eta(y1)} \cdot \exp\{Tr \Delta_0(21) * \eta(12)\} \end{aligned} \quad (5)$$

В втором шаге появляются уравнения для 4-частичной ( $\Delta_4$ ) и 3-частичной ( $\Delta_3$ ) функций, также уравнения для NLO-поправки к 2-частичной функции  $\Delta_2^{(NLO)}$  и NNLO-поправки к прагатору  $\Delta^{(NNLO)}$ . В уравнение для NNLO-поправки к прагатору  $\Delta^{(NNLO)}$

входит  $\Delta_2^{(NLO)}$ , а в неоднородная часть уравнения для  $\Delta_2^{(NLO)}$  включает в себя NLO-поправки к пропагатору  $\Delta^{(NLO)}$  (явный вид которого найдена в работе [9]) и 3-частичную функцию  $\Delta_3$ .

Для вычисления NLO-поправки к энергии основного состояния осциллятора  $\left(\frac{dE}{d\lambda}\right)^{NLO}$  требуется определения NLO-поправки к 2-частичной функции  $\Delta_2^{(NLO)}$ .

Следует отметить, что неоднородная часть уравнения для 3-частичной функции Грина  $\Delta_3$  включает в себя NLO-поправки к пропагатору  $\Delta^{(NLO)}$ , двухчастичную функцию  $\Delta_2$  и 4-частичную функцию Грина  $\Delta_4$ . В свою очередь уравнение для 4-частичной функции Грина  $\Delta_4$  содержит только лишь двухчастичную функцию  $\Delta_2$ . С этой целью необходимо решать 4-частичную ( $\Delta_4$ ) функции Грина.

Следовательно, для возможного нахождения NLO-поправки к энергии, необходимо исследования и нахождения решения уравнения для  $\Delta_4$ , далее решение уравнения для  $\Delta_3$ , затем решение уравнения для  $\Delta_2^{(NLO)}$  в купе с уже известным [9] решением уравнения для  $\Delta^{(NLO)}$ , и соответственно можно подходить к решению принципиальной цели - NLO-поправки к энергии основного состояния линейного ангармонического осциллятора, вызываемыми квантовыми флюктуациями.

**4.Вместо заключения.** Исследование конструкции уравнений появленых в Разделе.3. является нашими задачами исследований в будущем в виде коллаборации.

Предложенный метод построения РСП приводит к получению выражения для определения энергии основного состояния ангармонического осциллятора без ограничения на значения константы связи [9], существенное улучшение точности может дать применение методов ВТИ (см., например обзор [8]).

#### **Благодарности.**

Автор признателен Р.Г. Джафарову за идею и за поддержку.

#### **Литература**

1. Zinn-Justin J. – *Quantum Field Theory and Critical Phenomena*. Clarendon Press/ Oxford – 1989.
2. Липатов Л.Н. // ЖЭТФ – 1977. – Т.72. – Р. 411.
3. Collins J.C., Soper D. // *Ann. Phys.*, – 1978. – V.112. – Р. 209.
4. Рид М., Саймон Б. – *Методы современной математической физики. Анализ операторов.* – Т.4/ Москва, Мир. – 1984.
5. Глимм Дж., Джаффе А. – *Математические методы квантовой физики.* / Москва, Мир. – 1984.
6. Солодовникова Е.П., Тавхелидзе А.Н., Хрусталеv О.А. // ТМФ. – 1972. – Т.10. – С. 162; ТМФ. – 1972. – Т.11. – С. 317.
7. Матвеев В.А., Тавхелидзе А.Н., Шапошников М.Е. // ТМФ. – 1984. – Т.59. – С. 323; Тавхелидзе А.Н., Токарев В.Ф. // ЭЧАЯ. – 1990. – Т.21. – С. 1126
8. Сисакян А.Н., Соловцов И.Л. // ЭЧАЯ – 1994. – Т.25. – С. 1127.
9. Rochev V.E. // *J. Phys. A:Math.Theor* – 1997. – V.85. – Р. 3671.
10. Rochev V E and Saponov P A // *Int.J.Mod.Phys.* –1998 – V.A13 – Р. 3649.

11. Rochev V.E. // J. Phys. A:Math.Theor – 2000. – V.A33. – P.7379.
12. Rochev V.E. – In: Quantum Chromodynamics: Collisions, Confinement and Chaos (ed. H.M. Fried and B. Muller). / Singapore, World Scientific. – 1997 – P. 354.
13. Guseinov I.I., Atav Ü., Özmen A., Yüksel H. and Алиева Т.Г. // Turkish J. of Phys. – 1997. – V.21. – P.1087;  
Алиева Е.Г. // Вестник Бакинского Университета, сер.физ.-мат. наук. – 2003. – No.2. – С. 139.

## **ДИНАМИЧЕСКИЕ, СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЛУКТУАЦИИ И S-КОМПОНЕНТЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ МОЩНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ.**

**Ш.Ш.Гусейнов**

*Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана.*

[Shirin.guseyn@gmail.com](mailto:Shirin.guseyn@gmail.com)

*Работа посвящается определения возможность прогнозировать мощной солнечной вспышки ( $\geq 2$  балла) в активных областях. Анализированы результаты обработки записей флуктуаций и радиоспектрографические измерения медленно меняющейся компоненты (S-компоненты) радиоизлучения Солнца в диапазоне ( $1\div 4$  ГГц). При обработке записей применялся спектральный и фрактальный анализ. Проведенный анализ показал, что измерения фрактальной размерности ( $D$ ) и степень наклона относительных спектров ( $\alpha$ ) может служить количественной мерой эволюции активных областей дающих мощной вспышки за  $1\div 3$  дня.*

**Ключевые слова:** спектры радиоизлучения Солнца, спектральный и фрактальный анализ, прогноз.

### **Введение**

Одной из актуальных задач солнечно-земной физики является краткосрочное прогнозирование солнечных вспышек. Флуктуации радиоизлучения Солнца отражают наличие в солнечной атмосфере волновых и турбулентных движений. Известно, что флуктуации радиоизлучения Солнца связаны со вспышками и поэтому их излучение представляет большой практический интерес.

Флуктуации солнечного радиоизлучения впервые были исследованы в работе [1]. Обзор работ по дальнейшее исследование флуктуаций радиоизлучения как активных, так и спокойных областей на Солнце представлен в работе [2,3].

В этих работах динамический режим характеризуется с помощью анализа Фурье и её модификацией. Эти классические методы не позволяют различия между квазипериодическими, детерминированным хаосом и белым шумом. Поэтому, такой подход не нашли широкого применения в практике прогнозирования мощных солнечных вспышек.

К настоящему времени накоплено большое количество наблюдательных материалов полученных с помощью радиометрическими и радиоспектрографическими измерениями. Следует также отметить, что на практике успешное применение фрактального анализа к обработке хаотических сигналов, дали нам возможность в некоторой степени повысить точность прогнозирования мощных солнечных вспышек [4].

Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию динамическим и спектральным характеристикам флуктуаций Солнца и выяснению роли этих флуктуаций для прогностических целей.

### Результаты наблюдений и обработки

В качестве исходных данных использовались материалы наблюдений с 1978 г. по 1984 г. измерения интенсивности ( $\lambda=3$  см) на радиотелескопах РТ-2 в НИРФИ Зименки, РТ-22 (Радиоастрономическая станция физического института РАН) и РТ-12 (Института ионосферы АН республики Казахстан).

С целью определения возможности прогнозирования времени наступления мощной вспышки ( $\geq 2$  баллы) в активных областях, анализированы результаты обработки записей флуктуаций радиоизлучения Солнца в сантиметровом диапазоне волн и радиоспектрографические измерения медленно-меняющейся компоненты (S-компонента) радиоизлучения Солнца в диапазоне ( $f=1\div 4$  ГГц).

Методика измерений и предварительная обработка полученных спектров были изложены в работах [5,6]. В работе для обработки временных рядов применялся спектральный и фрактальный анализ. Кроме этого, для точного определения хаотического характера динамической системы, также построены автокорреляционной функции. Известно, что если автокорреляционной функции (АКФ)  $R_x(\tau) = \text{const.}$  или колеблется, тогда движение системы регулярны. Когда автокорреляционная функция быстро затухает, тогда движение системы хаотично. Для многопериодического движения функции спектров плотность  $P(\omega)$  имеют набор линии параллельно к осям ординат. В хаотическом движении функция  $P(\omega)$  имеет широко шумный спектр и локализуется на низкой частоте.

В случае стационарного процесса используется метод оценки спектра мощности сигналов, максимумы которых соответствуют периодическим компонентам сигнала. Поэтому, доверительный интервал определялся аналогично методике М.Прачко изложенной в работе [7]. Определены степени свободы (D) - для различных методов.

1. Метод периодограмма:

$$D = 2\alpha \cdot N/L \quad (1)$$

где  $\alpha$ -зависит от типа весовой функции и меняется с 1 до 3, N-число данных временного ряда и L-длина сегмента.

2. Метод автокорреляционной функции:

$$D = 2N/P$$

где P-число используемых значений автокорреляционной функции.

3. Метод максимальной энтропии:

$$D = N/L$$

где L-число авторегрессивных коэффициентов

4. Метод фильтров:

$$D = 2N \cdot T/L$$

где T-период отсчета, L-длина фильтра.

Найдено, что оптимальное число степеней свободы D для различных методов меняется по разному с 20 до 150.

### Оценка прогноза

С помощью вышеизложенной методики были выбраны и проанализированы двенадцать солнечных вспышек с мощностью  $\geq 2$  баллов, приходивших за период с

1978 г. по 1984 г. Три из этих явлений невозможно было предсказать. Причина уменьшение оценки прогноза зависит интервал времени этими событиями (1÷2 дня) или они связаны с активной областью с очень быстрой эволюцией и размеры локальных активных областей на Солнце меньше ширины диаграммы направленности антенны.

### **Заклучение**

Резюмируя сказанное, в заключении перечислим основные выводы по этой работе:

1. Спектр мощности плотности флуктуации сантиметрового радиоизлучения Солнца в основном имеет широкую полосу частот, а автокорреляционная функция быстро затухает со временем. Это свидетельствует, что движения система хаотично.
2. Большинство колебаний нестационарны, их амплитуды, фазы и периоды меняются со временем. Нестационарность повышает внутренний хаос, увеличивает энтропию динамической системы.
3. Найдено, что (1÷3 дня) до вспышки фрактальной размерность достигает до величины ( $D \geq 1.62 \pm 0.14$ ).
4. Установлено, что (1÷3 дня) до вспышки энтропия уменьшается и в конце «начальной фазы» спектр становится высоко-частотной.  
Таким образом, в настоящей работе мне удалось, что найти некоторый эффективной критерией для количественной оценки краткосрочного (1÷3 дня) прогнозирования солнечные вспышки с мощностью  $\geq 2$  балла.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Юдин О.И. Квазипериодические низкочастотные флуктуации радиоизлучения Солнца. Доклады АН СССР. 1968, т.180, №4, с.821-823.
2. Яснoв Л.В. Динамические, спектральные характеристики В и S-компоненты радиоизлучения Солнца и прогнозирование солнечной активности. Докторская диссертация. 1990, Ленинград.
3. Гусейнов Ш.Ш., Гусейнов А.М., Гребинский А.С., Депрессия радиоизлучения мелкомасштабных структур в атмосфере спокойного Солнца. Вестник Бакинского Университета. 2004, №1, с.160-166.
4. Гусейнов Ш.Ш., Гусейнов А.М. Оценка времени предсказуемости в солнечной атмосфере. Изв. АН Азерб. Респуб. 2002, т. XXII, №5, с.127-131.
5. Гусейнов А.М., Аббасов А.Р., Гусейнов Ш.Ш., Свихнушин Н.М. Спектрографические измерения спектра S-компонента радиоизлучения Солнца в диапазоне 2÷4 ГГц. Астрон. циркуляр (АЦ) АН СССР. 1982, с3-6.
6. Гусейнов Ш.Ш., Аббасов А.Р. Спектрально-временной анализ радиоизлучения Солнца на длине волны  $\lambda=3$  см. Доклады АН Азерб.ССР. 1984, №11, с.25-29.
7. M.Pracka. The analysis of time series from the point of view of statistical significance of oscillations. Phys. Solariterr., Potsdam, No.14 (1980) 35-42.



**РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАНТОВАЯ ЧАСТИЦА  
КВАЗИОДНОРОДНОМ ПОЛЕ**

**Шакир М. Нагиев Мохуббат М. Расулов\***

*Институт Физики Национальной Академии Наук Азербайджана,  
Азербайджанская Государственная Нефтянная Академия\**  
E-mail:smnagiye@physics.ab.az

Рассмотрено одномерное движение свободной релятивистской квантовой частицы в нестационарном квазиоднородном поле. Волновая функция системы в релятивистском конфигурационном  $x$ -представлении удовлетворяет конечно-разностному, а в импульсном  $p$ -представлении - дифференциальному уравнению. Импульсное пространство является одномерным пространством Лобачевского, реализованным на верхней ветви массовой гиперболы  $p_0^2 - p^2 = m^2 c^2$ . Уравнение движения решено как в релятивистском конфигурационном  $x$ -представлении, так и в импульсном  $p$ -представлении с использованием оператора эволюции системы. Найдено также решение определенного класса дифференциальных и конечно-разностных уравнений. Получены операторные тождества типа Бейкера-Хаусдорфа.

1. Цель настоящей работы – изучить движение релятивистской квантовой частицы в переменном квазиоднородном поле, которое в  $p$ -представлении описывается дифференциальным уравнением

$$i\hbar \frac{\partial \phi_\alpha(p,t)}{\partial t} = \left[ mc^2 ch\chi - \frac{1}{2} i\alpha \lambda F(t) \chi^{\alpha-1} - i\lambda F(t) \chi^\alpha \frac{\partial}{\partial \chi} \right] \phi_\alpha(p,t). \quad (1)$$

Здесь величина  $\chi = \ln \frac{p_0 + p}{mc}$  - быстрота,  $p_0 = mc ch\chi$ ,  $p = mc sh\chi$ ,  $\alpha \in R$ ,  $F(t)$  - сила, действующая на частицу, а  $\lambda = \hbar/mc$  - комптоновская длина волны [1-5].

Уравнения (1) является частным случаем уравнения вида

$$i\hbar \frac{\partial u_\alpha(y,t)}{\partial t} = \left[ H_0(y,t) - i\hbar a(t) y^\alpha \frac{\partial}{\partial y} \right] u_\alpha(y,t), \quad (2)$$

в котором  $H_0(y,t)$  – “свободный гамильтониан” в импульсном представлении, а  $a(t)$  – “переменная сила”, причем  $H_0(y,t)$  является произвольной функцией своих аргументов. Будем искать решение уравнения (2), удовлетворяющее начальному условию  $u(y,0) = \varphi(y)$ .

Для решения этого уравнения рассмотрим отдельно случаи, когда  $\alpha = 1$  и  $\alpha \neq 1$ .

Введем обозначение  $\delta(t) = \int_0^t a(t') dt'$ . При  $\alpha = 1$  с помощью подстановки  $y = e^\eta$ , а при  $\alpha \neq 1$  с помощью подстановки  $y = (\alpha_1 \eta)^{1/\alpha_1}$ , где  $\alpha_1 = 1 - \alpha$ , уравнение (2) преобразуется к виду

$$i\hbar \frac{\partial u(y,t)}{\partial t} = \left[ H_0(y) - i\hbar a(t) \frac{\partial}{\partial y} \right] u(y,t). \quad (3)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

а) при  $\alpha = 1$

$$u_1(y, t) = Te^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t \left[ H_0(y, t') - i\hbar a(t') y \frac{\partial}{\partial y} \right] dt'} \varphi(y) = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t H_0(y e^{-\delta(t) + \delta(t')}, t') dt'} \varphi(y e^{-\delta(t)}), \quad (4a)$$

б) при  $\alpha \neq 1$  ( $\alpha_1 = 1 - \alpha$ )

$$u_\alpha(y, t) = Te^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t \left[ H_0(y, t') - i\hbar a(t') y^\alpha \frac{\partial}{\partial y} \right] dt'} \varphi(y) = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t H_0((y^{\alpha_1} - \alpha_1 \delta(t) + \alpha_1 \delta(t'))^{1/\alpha_1}, t') dt'} \varphi((y e^{\alpha_1} - \alpha_1 \delta(t))^{1/\alpha_1}). \quad (4б)$$

Подчеркнем, что формулы (4) эквивалентны следующим операторным тождествам, возникающим при раскрытии  $T$ -произведения:

а) при  $\alpha = 1$

$$Te^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t \left[ H_0(y, t') - i\hbar a(t') y \frac{\partial}{\partial y} \right] dt'} = e^{-\frac{i}{\hbar} \beta \int_0^t H_0(y e^{-\delta(t) + \delta(t')}, t') dt'} e^{-\delta(t) y \frac{\partial}{\partial y}} e^{-\frac{i}{\hbar} (1-\beta) \int_0^t H_0(y e^{\delta(t')}, t') dt'}, \quad (5a)$$

б) при  $\alpha \neq 1$

$$Te^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t \left[ H_0(y, t') - i\hbar a(t') y^\alpha \frac{\partial}{\partial y} \right] dt'} = e^{-\frac{i}{\hbar} \beta \int_0^t H_0((y^{\alpha_1} - \alpha_1 \delta(t) + \alpha_1 \delta(t'))^{1/\alpha_1}, t') dt'} e^{-\delta(t) y^\alpha \frac{\partial}{\partial y}} e^{-\frac{i}{\hbar} (1-\beta) \int_0^t H_0(y^{\alpha_1} + \alpha_1 \delta(t'))^{1/\alpha_1}, t') dt'}. \quad (5б)$$

Приведем один частный случай формулы (5a). Пусть  $H_0(y, t) = \lambda_1 y$ ,  $a(t) = a_0 = const$ ,  $\lambda = -\frac{i}{\hbar} \lambda_1$ . Тогда после выполнения интегрирования получим тождество

$$e^{-t(\lambda y + a_0 y \frac{\partial}{\partial y})} = e^{-\frac{\lambda}{a_0} \beta (1 - e^{-a_0 t}) y} e^{-a_0 t y \frac{\partial}{\partial y}} e^{\frac{\lambda}{a_0} (1-\beta) (1 - e^{-a_0 t}) y}. \quad (6в)$$

Приведем теперь частный случай формулы (5б). Пусть

$$H_0(y, t') = \frac{\varepsilon_1}{\alpha_1} y^{2\alpha_1}, \quad a(t) = a_0 = const. \text{ Введем обозначения } b = -\frac{y^{\alpha_1}}{\alpha}, \quad b^+ = y^\alpha \frac{\partial}{\partial y}.$$

Коммутатор операторов  $b$  и  $b^+$  равен  $[b, b^+] = 1$ . Тогда, после выполнения интегрирования по  $t'$ , формула (5б) принимает вид

$$e^{\varepsilon b^2 + \sigma b^+} = e^{\varepsilon \beta (b^2 - \sigma b + \sigma^2/3)} e^{\sigma b^+} e^{(1-\beta) \varepsilon (b^2 + \sigma b - \sigma^2/3)}, \quad (7)$$

где  $\varepsilon = -i\varepsilon_1 t/\hbar$ ,  $\sigma = -a_0 t$ .

Формула (7) при  $\beta = 0$  совпадает с формулой, полученной в [24].

2. Исследуем теперь рассматриваемую задачу в  $x$ -представлении. Пусть

$$v_\alpha(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ixy/\hbar} u_\alpha(y, t) dy, \quad \omega(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ixy/\hbar} \varphi(y) dy. \quad (8)$$

Тогда вместо (26) получим уравнение

$$i\hbar \frac{\partial v_\alpha(x, t)}{\partial t} = [H_0(-i\hbar\partial_x, t) - a(t)(-i\hbar\partial_x)^\alpha x] v_\alpha(x, t) \quad (9)$$

с начальным условием  $v_\alpha(x, 0) = \omega(x)$ .

Выпишем формальное решение уравнения (9)

$$v_\alpha(x, t) = T e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t [H_0(-i\hbar\partial_{x'}, t') - a(t')(-i\hbar\partial_{x'})^\alpha x] dt'} \omega(x). \quad (10)$$

1) При  $\alpha = 1$  из (10) получаем новое операторное тождество, раскрывающее  $T$ -произведение ( $\beta \equiv \beta(t)$  – произвольная функция времени):

$$\begin{aligned} T e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t [H_0(-i\hbar\partial_{x'}, t') + i\hbar a(t') \partial_{x,x}] dt'} &= \\ = e^{-\frac{i}{\hbar} \beta \int_0^t H_0(-i\hbar\partial_{x'} e^{-\delta(t)+\delta(t')}, t') dt'} e^{\delta(t) \partial_{x,x}} e^{-\frac{i}{\hbar} \beta_1 \int_0^t H_0(-i\hbar\partial_{x'} e^{\delta(t')}, t') dt'} & \end{aligned} \quad (11)$$

Рассмотрим частные случаи формулы (11). 1) Положим в ней

$H_0(-i\hbar\partial_x, t) = -\frac{i\varepsilon}{\hbar} (-i\hbar\partial_x)^2 = i\hbar\varepsilon \partial_x^2$  и  $a(t) = a_0 = const$  и выполним интегрирование по  $t'$ . В результате получим операторное тождество

$$e^{t(\varepsilon \partial_x^2 + a_0 \partial_{x,x})} = e^{\frac{\beta\varepsilon}{2a_0} (1 - e^{-2a_0 t}) \partial_x^2} e^{a_0 t \partial_{x,x}} e^{\frac{\beta_1\varepsilon}{2a_0} (e^{2a_0 t} - 1) \partial_x^2}, \quad (12)$$

которое совпадает с формулой, полученной в [25]. 2) Если же выбрать  $H_0$  виде

$H_0(-i\hbar\partial_x, t) = i\hbar\varepsilon_1 \partial_x$  и  $a(t) = a_0 = const$ , то (11) превращается в тождество

$$e^{t(\varepsilon_1 \partial_x + a_0 \partial_{x,x})} = e^{\frac{\beta\varepsilon_1}{a_0} (1 - e^{-a_0 t}) \partial_x} e^{a_0 t \partial_{x,x}} e^{\frac{\beta_1\varepsilon_1}{a_0} (e^{a_0 t} - 1) \partial_x}. \quad (13)$$

Оно тоже согласуется с результатами работы [25].

2) Пусть теперь  $\alpha \neq 1$ . В этом случае из (10) получаем формальное операторное тождество вида

$$\begin{aligned} T e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t [H_0(-i\hbar\partial_{x'}, t') - a(t')(-i\hbar\partial_{x'})^\alpha x] dt'} &= \\ = e^{-\frac{i}{\hbar} \beta \int_0^t H_0((( -i\hbar\partial_{x'})^{\alpha_1} - \alpha_1 \delta(t) + \alpha_1 \delta(t') )^{1/\alpha_1}, t') dt'} e^{\frac{i\delta(t)}{\hbar} (-i\hbar\partial_x)^\alpha x} e^{-\frac{i}{\hbar} (1-\beta) \int_0^t H_0((( -i\hbar\partial_{x'})^{\alpha_1} + \alpha_1 \delta(t') )^{1/\alpha_1}, t') dt'} & \end{aligned} \quad (14)$$

В этой формуле встречаются операторы дифференцирования в любой (дробной, отрицательной) степени. Например, если взять в (14)  $\alpha = \alpha_1 = 1/2$  и выбрать  $H_0$  в виде  $H_0(-i\hbar\partial_x) = -i\hbar\partial_x$ , то получим при  $\beta = 0$

$$e^{-i\partial_x + b_0\sqrt{-i\hbar\partial_x}} = e^{b_0\sqrt{-i\hbar\partial_x}} e^{-t[\partial_x + \frac{1}{2}b_0\sqrt{-i\hbar\partial_x} - \frac{i\hbar}{12}b_0^2]}, \quad (15)$$

где  $b_0 = \frac{i}{\hbar}a_0t$ . Такие операторы нужно осмыслить.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.G. Kadyshevsky, R.M. Mir-Kasimov, N.B. Skachkov, Nuovo Cimento **55** (1968) 233-257.
2. В.Г.Кадышевский, Р.М.Мир-Касимов, Н.Б.Скачков, Пробл.Физ. ЭЧАЯ **2** вып3 (1972) 635-690.
- 3.Н.М.Атакишиев, Р.М.Мир-Касимов, Ш.М.Нагиев, ТМФ **44** № 1(1980) 47-62.
- 4.Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов. Физ. ЭЧАЯ **9** вып 1 ( 1978) 5-47.
5. Sh.M. Nagiyev, S.I. Guliyeva, Phys. Lett. **A373** (2009) 2810-2813.
6. J.Katriel, J.Phys. A: Mat. Gen. **16** (1983) 4171- 4173.
7. M.Suzuki, Physica **117A** (1983) 103-108.

## GÜNƏŞ RADİASİYASININ ENERJETİK POTENSİALININ QIYMƏTİNİN ZAMANDAN ASILI OLARAQ DƏYİŞİLMƏSİNİN TƏDQIQI

**O. R. Əhmədov\***, **M. E. Əliyev\***, **N. V. Mahmudova\***, **A. A. Qarayev.**

\*AMEA Naxçıvan Bölməsi

Az 7000, Naxçıvan ş, H. Əliyev pr. 35, Email: [orucahmedov@mail.ru](mailto:orucahmedov@mail.ru), Email: [mefun-aliyev@rambler.ru](mailto:mefun-aliyev@rambler.ru), Email: [nr\\_qaraev@mail.ru](mailto:nr_qaraev@mail.ru).

*İşdə günəş fotoelektrik qurğularında şüa seli intensivliyinin energetik potensialının qiymətinin zamandan asılı olaraq dəyişilməsinin təyin olunması tədqiq olunmuşdur. Üfüqə sərbəst istiqamətlənmiş qəbuledici sahəyə düşən günəş radiasiyası intensivliyinin qiymətinin günün saatlarına uyğun hesablanması araşdırılmış, istənilən zaman intervalında hesablamlar aparmaq üçün ifadələr tərtib olunmuş və gün ərzində hər bir saata mütənasib Günəş radiasiyasının enerji potensialının təyin olunması üsulu müəyyən olunmuşdur. Müxtəlif meteoroloji şəraitlərdə və regionun ayrı-ayrı bölgələrində, həmçinin Naxçıvan Muxtar Respublikası üçün də bir gün ərzində saatlara uyğun dəyişilən günəş şüaları selinin intensivliyini hesablamaq, yüksək dəqiqliklə hər bir saata uyğun sistemin işinin parametrlərinə əsaslanmış günəş enerji qurğularının avtomatik layihələndirilməsinin işlənilməsinə imkan yaratdığı aydınlaşdırılmışdır.*

Respublikamızın bir çox bölgələrində olduğu kimi, Naxçıvan Muxtar Respublikasında da alternativ enerji mənbələrindən, o cümlədən Günəş enerjisindən istifadə etməklə elektrik enerjisi almaq imkanları araşdırılır, daha optimal parametrlərə malik çevirici qurğuların tətbiq olunmasına üstünlük verilir [1]. Günəş fotoelektrik qurğularının həndəsi ölçüləri, qəbuledici sahənin üfüqə və azimuta görə yerləşmə bucağı və regiondakı günəşli saatların miqdarı alınan

enerjinin miqdarına əhəmiyyətli təsir göstərir. Bununla yanaşı müxtəlif meteoroloji şəraitlərdə və regionun ayrı-ayrı bölgələrində bir gün ərzində saatlara uyğun dəyişilən günəş şüaları selinin intensivliyini təyin etmək və avtonom istehlakçıların (Aİ) istifadə etdiyi qəbuledici qurğudan akkumulyator batareyasına və akkumulyator batareyasından istehlakçıya verilən enerjinin zamandan asılı olaraq dəyişilməsi, həmçinin enerji sisteminin optimal parametrlərinin seçilməsi üçün uyğun hesablama metodikasından istifadə oluması tələb olunur [2]. Bu məqsədlə günəş enerji qurğularında qəbuledici sahənin yerləşməsinin optimal istiqamətini müəyyən etmək və bunun Aİ istifadə etdiyi enerjinin yük qrafiki ilə qarşılıqlı əlaqəsini təmin etmək əsas şərtlərdən biridir.

Bu işdə Günəş fotoelektrik qurğularında şüa seli intensivliyinin energetik potensialının qiymətinin zamandan asılı olaraq dəyişilməsinin və bunun əsasında alınan enerjinin miqdarının təyin olunması tədqiq olunmuşdur.

Günəş radiasiyasının saatlara uyğun hesablama metodikasının işlənilib hazırlanmasında qurğunun qəbuledici sahəsinin üfüqə və azimuta görə meyl bucağının necə istiqamətləndirilməsi nəzərə alınmalıdır. Bu onunla əlaqədardır ki, Günəş bir gün ərzində şərqdən qərbə tərəf yerdəyişmə edir və şüa selinin qəbuledici sahəyə düşmə bucağından asılı olaraq sistemin istehsal etdiyi enerjinin qiyməti əhəmiyyətli dərəcədə dəyişilir. Avtonom istehlakçıların yük qrafiki və akkumulyatorun faydalı iş əmsalı (FİƏ) nəzərə alınarsa, aydın olur ki, stasionar qəbuledicinin optimal istiqaməti qəbul olunduğu kimi yalnız cənuba deyil, Aİ yüklənmə pikindən asılı olaraq müəyyən bucaq qədər meyl etməlidir.

Klimatoloji sorğu və məlumat kitablarında üfüqə istiqamətlənmiş qəbuledici sahəyə düşən birbaşa diffuziyon Günəş radiasiyasının illik orta saat qiymətləri haqqında məlumatlar verilməmişdir. Lakin sərbəst istiqamətləndirilmiş qəbuledici sahəyə düşən Günəş radiasiyasının (GR) qiymətini təyin etmək üçün müəyyən meyl bucağına malik üfüqi istiqamətlənmiş sahədə saatlara uyğun şüa seli intensivliyinin təyin olunması üsuluna ehtiyac duyulur.

Məlumdur ki, qurğunun qəbuledici sahəsinə birbaşa günəş şüaları ilə yanaşı səmada buludların, su buxarlarının və atmosferin toz hissəcikləri tərəfindən əks olunan şüalanma – diffuziya şüalanması və yerin səthindən əks olunan Günəş radiasiyalarının da təsiri olur [3]. Yer səthində yerləşən sərbəst istiqamətlənmiş qəbulediciyə istənilən zaman intervalında düşən Günəş şüalarının intensivliyi aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$E_{\Sigma}^{\beta\gamma} = E_{bb}^{\beta\gamma} + E_D^{\beta\gamma} + E_{ks.}^{\beta\gamma},$$

burada  $E_{bb}^{\beta\gamma}$  - Günəş diskindən bilavasitə gələn birbaşa (düzünə) Günəş radiasiyası – şüa selidir;  $E_D^{\beta\gamma}$  - diffuziya Günəş radiasiyası;  $E_{ks.}^{\beta\gamma}$  - yerin səthindən qayıdan əks olunma Günəş radiasiyasıdır. Hesablama intervalı bir saata bərabər olan birbaşa Günəş radiasiyası üfiqi səthlə meyl bucağının fərqi kimi qiymətləndirilir və aşağıdakı düsturla hesablanır [4]:

$$E_{bb}^{\beta\gamma} = (E_{\Sigma}^H - E_D^H) \cdot K_{bb}^{saat},$$

burada  $K_{bb}^{saat}$  - sərbəst istiqamətlənmiş səth ilə üfiqi səthin Günəş radiasiyasının birbaşa düşməsinin nisbətini xarakterizə edən əmsaldır. Həmin əmsal aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$K_{bb}^{saat} = \frac{(\sin \omega_t^{\beta\gamma} - \sin \omega_{t-1}^{\beta\gamma}) \cdot B + \frac{\pi}{180} \cdot (\omega_t^{\beta\gamma} - \omega_{t-1}^{\beta\gamma}) \cdot A - (\cos \omega_t^{\beta\gamma} - \cos \omega_{t-1}^{\beta\gamma}) C}{(\sin \omega_t^H - \sin \omega_{t-1}^H) \cdot \cos \varphi \cdot \cos \delta + \frac{\pi}{180} \cdot (\omega_t^H - \omega_{t-1}^H) \cdot \sin \varphi \cdot \sin \delta}.$$

Sərbəst istiqamətlənmiş qəbuledici sahəyə düşən diffuziya Günəş radiasiyasının qiyməti bu düsturla hesablanır [5]:

$$E_D^{\beta\gamma} = S_{sf.ib.} \cdot dr_d = 2 \cdot \pi R^2 \cdot (1 - \beta/180) \cdot dr_d = E_D^H \cdot (1 - \beta/180)$$

Sərbəst istiqamətlənmiş qəbuledici sahəyə düşən əks olunan Günəş radiasiyasının qiyməti aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$E_{\Sigma}^H \cdot \rho, \quad \text{burada, } \rho - \text{səthi albedodur.}$$

Yekun olaraq, yuxarıdakı ifadələri nəzərə almaqla istənilən zaman intervalında Yer səthində yerləşən sərbəst istiqamətlənmiş qəbuledici sahəyə düşən Günəş radiasiyasının qiymətini hesablamaq üçün aşağıdakı ifadəni almış oluruq:

$$E_{\Sigma}^{\beta\gamma} = (E_{\Sigma}^H - E_D^H) \cdot K_{bb} + E_D^H \cdot \left(1 - \frac{\beta}{180}\right) + E_{\Sigma}^H \cdot \rho \cdot \frac{1}{2} \cdot \sin \beta$$

Alınmış bu ifadə üfəqə sərbəst istiqamətlənmiş qəbuledici sahəyə düşən GR – nın cəmini hesablamaq üçün Lyui və Jordan tərəfindən təklif edilmiş ifadədən əsaslı surətdə fərqlənir [5].

Beləliklə, bu işdə üfəqə sərbəst istiqamətlənmiş qəbuledici sahəyə düşən Günəş radiasiyası intensivliyinin qiymətinin günün saatlarına uyğun hesablanması tədqiq olunmuş, istənilən zaman intervalında hesablamalar aparmaq üçün ifadələr tərtib olunmuş və gün ərzində hər bir saata mütənasib Günəş radiasiyasının enerji potensialının təyin olunması üsulu müəyyən olunmuşdur. Bu isə yüksək dəqiqliklə hər bir saata uyğun enerji sisteminin işinin parametrlərinə əsaslanmış Günəş enerji qurğularının avtomatik layihələndirilməsinin işlənilməsinə imkan yaradır.

Tədqiq olunmuş meodikadan istifadə etməklə Günəş enerjisindən istifadə üçün əlverişli şəraiti və günəşli saatların miqdarının digər regionlara nisbətən daha çox (il ərzində 2900 saat) olan Naxçıvan Muxtar Respublikasında Günəş enerji qurğularından maksimal enerji almaq və istehlakçıların tələbatını qismən ödəmək mümkün olar.

## ƏDƏBİYYAT

1. Alternativ Enerji Mənbələri. İstifadə Olunması Üzrə Milli Proqram. Bakı 2004, 15 s., s. 8 – 10.
2. А.Н. Якушов. Возобновляемые источники энергии: Материалы научной конференции / Под общей редакцией А.А.Соловьева. – М.: Геогр. ф-т МГУ, 2006. 158 с, с. 146 – 151.
3. В.И. Виссарионов, Г.В. Дерюгина, В.А. Кузнецова, Н.К. Малинин. Солнечная энергетика: Учебное пособие для вузов / Под ред. В.И. Виссарионова. – М.: Издательский дом МЭИ, 2008. 320 с, с.140 – 171.
4. О. С. Попель, С.Е. Фрид, Ю.Г. Коломиец. Методика оценки показателей эффективности использования солнечных водонагревательных установок в климатических условиях Российской Федерации. ИВТ РАН, ЗАО «Современные технологии «Гелион», Из-во МФТИ 2004 г., 30 с, с. 16 – 24.
5. В.И. Виссарионов, Г.В. Дерюгина, В.А. Кузнецова, Н.К. Малинин. Солнечная энергетика: Учебное пособие для вузов / Под ред. В.И. Виссарионова. – М.: Издательский дом МЭИ, 2008. 320 с, с.160 – 191.

## **FİZİKA FƏNNİNİN TƏDRİSİ PROSESİNDƏ PRAKTİK MƏZMUNLU MƏSƏLƏLƏRİN KÖMƏYİ İLƏ ŞƏXSİYYƏT YÖNÜMLÜ BACARIQLARIN FORMALAŞMASI**

**S.K.Rüstəмова**

*Gəncə Dövlət Universiteti*

*Təqdim olunan işdə fizikanın təlimi prosesində şagirdlərdə və tələbələrdə şəxsiyyətyönümlü bacarıqların formalaşdırılmasını təmin etmək üçün praktiki məzmunlu məsələlər həllindən istifadə olunması yolları araşdırılmış, onun reallaşdırılması mərhələləri göstərilmişdir.*

Praktik məzmunlu məsələlərin həllinin şagirdlərə öyrədilməsi prosesini nəzəri biliklərin formalaşması və praktik bacarıqların inkişafı proseslərinin birliyinin təmini modeli əsasında qurmaq məqsəduyğundur. Modelin əsas elementlərinə aşağıdakılar aiddir: biliklərin formalaşması və bacarıqların inkişafı didaktik proseslərinin strukturlarının birliyi; biliklərin formalaşması və bacarıqların inkişafı vasitələrinin birliyi; təlimi idrak fəaliyyətinin nəticələrinin birliyi. Praktik məzmunlu məsələlərin həllinin şagirdlərə öyrədilməsi prosesində modelin seçilən element-lərindən hər birinin hansı yer tutduğunu araşdıraq [1].

Biliklərin formalaşması və bacarıqların inkişafı didaktik proseslərinin strukturlarının birliyi öz əksini metodikada onda tapır ki, biliklərin və praktik bacarıqların formalaşması prosesinə daxil olan mərhələlər öyrədilmə prosesinə aid olur: motivasiya, idraki fəaliyyətin özü, idraki fəaliyyətin idarə edilməsi. Seçilən bu mərhələlərdən hər birinin məzmununu şərh edək.

Birinci mərhələnin (motivasiya) aparılması məqsədi, şagirdləri fizika biliklərinin və bu bilikləri müxtəlif praktik məsələlərin həllində tətbiq etmək bacarığının bütün insanlar üçün zəruriliyinə inandırmaqdır. Çünki bunlar praktik fəaliyyət icra etmək üçün təcrübənin formalaşmasında əsas olur. Bu iş şagirdlər qarşısında aşağıdakı sualı qoymaqla başlaya bilər: "Sizin hər birinizə fizika elmi haqqında biliklər nə üçün lazımdır?" Bu sualın müxtəlif cavabları ola bilər: bəzi şagirdlər deyər ki, fizika onlara tamamilə lazım deyil, digərləri - fizikadan bilik onlara ali məktəbə qəbul olmağa kömək edər, üçüncülər - fizikadan bilik onlara yaxşı iş tapmağa kömək edər-kimi cavab verə bilər. Şagirdlərin verdikləri cavabları eşitdikdən sonra müəllim öz fikrini bildirməlidir. İstənilən adam həyatda fizika biliklərini istifadə etməklə çoxlu praktik məsələ həll etməli və belə məsələləri nümunə gətirməli olur. Bu halda qeyd etmək zəruridir ki, məsələnin həllini yalnız o halda tapmaq mümkün olur ki, şagird müəyyən qədər nəzəri bilik və praktik bacarığa malik olsun.

İkinci mərhələdə (idrak fəaliyyətinin özü) müəllim şagirdləri praktik məzmunlu məsələlərin müxtəlif şəkilləri ilə tanış etməli, onların həlli prosesinin hansı hərəkətlər sistemindən ibarət olduğunu izah etməlidir.

Praktik məzmunlu məsələlərin həllinin öyrədilməsində təlim fəaliyyətinin strukturu ilə şagirdlərin tanışlığı bir neçə üsulla təşkil edilə bilər. Onlardan əsaslarını şərh edək: 1) sinifin bütün şagirdlərinə ev tapşırığı kimi praktik məzmunlu 2-3 məsələnin həll edilməsini təklif etmək və bu məsələlərin həlli prosesinin hansı addımlardan ibarət olmasını göstərmək lazımdır. Müəllim qeyd edir ki, məsələlərin həlli prosesində mütləq təkrarlanan hərəkətlər olacaqdır və onları aşkarlamaq lazımdır. Növbəti dərsin başlanğıcında ev tapşırığının yerinə yetirilmə nəticələrinin müzakirəsini aparmaq lazımdır. Bunun üçün 2-3 şagirdə ev tapşırığının yerinə yetirilməsində hərəkətlər ardıcılığını lövhədə yazmaq tapşırılır. Şagirdlər tərəfindən təklif olunan məsələ həlli planının müzakirəsindən sonra müəllimin və bütün sinifin birlikdə cəhdi ilə praktik məzmunlu məsələlərin həlli üzrə fəaliyyətin ümumi strukturu hazırlanır.

Qeyd edək ki, bu üsulu hazırlıqlı sinifdə tətbiq etmək məsləhətdir. 2) praktik məzmunlu məsələlərin həlli üzrə proqramın hazırlanması tapşırığını şagirdlər qrup şəklində birləşərək sinifdə yerinə yetirirlər. Sonrakı hərəkətlər 1-ci üsuldakı kimi yerinə yetirilir. 3) müəllim praktik məzmunlu məsələlərin həlli üzrə fəaliyyət strukturunu şagirdlərə özü hazır şəkildə verir, hər hərəkəti izah edir və təklif olunmuş struktura uyğun məsələ həlli nümunəsi verir. Bu üsulu zəif hazırlıqlı siniflərdə istifadə etmək məsləhətdir.

Şagirdləri fəaliyyət strukturu ilə tanış etdikdən sonra müəllim tək-tək hərəkətlərin və bütöv fəaliyyətin şagirdlər tərəfindən yerinə yetirilməsi üzrə iş təşkil edir. Misal üçün, strukturun birinci hərəkətinin yerinə yetirilməsinin məktəblilərə öyrədilməsi üzrə işin necə təşkil edilə bilməsinə baxaq. Bu iş məsələnin şərti ilə tanışlığı nəzərdə tutur.

Pedaqoqlar məsləhət bilirlər ki, şagirdlərdən birinə şərtin oxunmasından sonra öz sözləri ilə onu təkrar etməyi tapşırsınlar; bu, şagirdləri diqqətlə qulaq asmağa və məsələnin məzmunu haqqında fikirləşməyə təhrik edir. Şübhəsiz, bu priyom xeyirlidir, beləki, o, şagirdləri şərti eşitməyə məcbur edir; lakin, kifayət qədər səmərəli deyil, ona görə ki, məsələnin şərtinin bu formada təkrarlanmasında daha çox şagirdin yaddaşı işləyir. Şagird məsələnin şərtini söz-söz deməyə çalışaraq mahiyyətə diqqət vermir [2].

Məsələnin şərtinin mənimsənilməsində müəllimin bütün sinif qarşısında qoyduğu suallar əsasında təkrar təşkil ediləndə səmərə əldə edilir. Bu, sualların köməyiylə aydınlaşdırılır: a) şagirdlər nəyi tapmaq zəruri olduğunu bilirlərmi; b) məsələnin sualına cavab almaq üçün nələr (aşkar və qeyri-aşkar) məlumdur; c) həll zamanı hansı məhdudiyətlərə əməl etmək lazımdır; d) nələri nəzərə almamaq olar; e) məsələnin şərtinə daxil olan bütün terminlər aydındır. Məsələnin həlli ilə bu formada tanışlıq bir sıra üstünlüklərə malikdir: 1) o, məsələnin şərtini sadəcə yadda saxlamağa məcbur etmir, şərtə qoyulan suala cavab olan hissəni seçmək üçün onu araşdırmağı, dərk etməyi tələb edir; 2) məsələnin şərtinin mənimsənilməsi işinin yerinə yetirilməsi zamanı şagirdlər diqqətli olmağa məcbur olurlar; 3) sinif şagirdlərinin çox hissəsi işə cəlb edilir və bununla onların yüksək idraki fəallığı təmin olunur.

Şagirdlərə praktik məzmunlu məsələlərin şərtinin izah edilməsi bir neçə səbəbdən vacibdir. Birincisi, məsələni həll etmək üçün şagirdlər ilk növbədə onlardan nə tələb olunduğunu bilməlidirlər. İkincisi, həmişə dəqiqləşdirilməli sual var, yeni terminlər, uşaqlara aydın olmayan anlayışlar ola bilər. Üçüncüsü, istənilən məsələni həll etmək üçün onun şərtinə "psixoloji" uyğunlaşmaq üçün müəyyən müddət lazımdır. Sonra şagirdlərə şərtin qısa və məsələnin tələbinin işarə formasında yazılmasını öyrətmək lazımdır.

Üçüncü mərhələ (idraki fəaliyyətin idarə edilməsi) müəllim tərəfindən diaqnostik tədbirin aparılmasını nəzərdə tutur və şagirdlərin əldə etdikləri bilik və bacarıqları həyat fəaliyyətində tətbiq etməyə hazırlığını qiymətləndirmək məqsədi güdür. Belə iş təlimi-idrak fəaliyyətinin gedişinə nəzarət etməyə və zərurət olanda metodikanın əsas müddəalarına düzəlişlər etməyə müəllimə imkan verir [3].

## ƏDƏBİYYAT

1. Azərbaycan Respublikasında ümumi təhsilin Konsepsiyası (Milli Kurrikulumu) // "Azərbaycan məktəbi", 2007, № 2 səh 7-11
2. Усова А.В., Бобров А.А. Формирование учебных умений и навыков учащихся на уроках физики. М.: Просвещение, 1988, 112 с.
3. Rüstəmov S.K. Fizikanın praktik yönümlü öyrənilməsinin mahiyyəti, vəzifələri // Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti. Pedaqoji Universitet Xəbərləri, 2010, № 2, səh.216-221