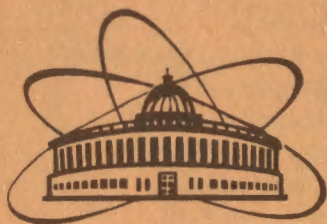


12/2-92
ISSN 0234-5366



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

2[53]-92

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

ДУБНА

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

№ 2[53]-92

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection



Дубна 1992

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

В.А.Воронко, В.М.Дьяченко, В.Я.Костин, В.Я.Мигаленя, В.И.Нагайченко, В.В.Сидоренко, К.Д.Толстов Энергия генерации нейтронов легкими ядрами в свинцовом блоке V.A.Voronko, V.M.D'yachenko, V.Ya.Kostin, V.Ya.Migalenyа, V.I.Nagajchenko, V.V.Sidorenko, K.D.Tolstov The Energy of Neutron Generation by Light Nuclei in the Lead Target	5
---	---

L.G.Zastavenko The QFT Scattering Resonances Cannot Be Associated with the von Neumann — Wigner Bound States in a Continuous Spectrum Л.Г.Заставенко Уровни фон Неймана — Вигнера и резонансные состояния систем электрон-позитрон, протон-протон	9
--	---

V.A.Nikolaev, V.Yu.Novozhilov, O.G.Tkachev Scalar Dilaton-Quarkonium Meson in Nucleon Structure В.А.Николаев, В.Ю.Новожилов, О.Г.Ткачев Скалярный мезон-дилатон-кварконий в нуклонной структуре	17
---	----

Ю.Н.Покотиловский, Г.Г.Тахтамышев Экспериментальная проверка гипотезы Скобельцына — Балдина о вылете нестабильных частиц при распаде ^{214}Bi Yu.N.Pokotilovskij, G.G.Takhtamyshev Experimental Verification of Skobeltsyn — Baldin Hypothesis of the Emission of Unstable Particles on Decay of ^{214}Bi	29
--	----

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко, Ю.А.Музычка, Г.С.Попеко, Б.И.Пустыльник, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин Сечения образования нейтронодефицитных изотопов Bi и Pb в реакциях $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$ A.N.Andreev, D.D.Bogdanov, A.V.Yeremin, A.P.Kabachenko, Yu.A.Muzychka, G.S.Popeko, B.I.Pustynnik, G.M.Ter-Akopian, V.I.Chepigin Cross Sections of the Production of the Neutron-Deficient Isotopes of Bi and Pb in Reactions $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$	35
В.М.Дьяченко, В.М.Назаров, А.Ф.Мартынов, К.Д.Толстов, Т.А.Юдина Абсолютная калибровка камер деления КНТ-8 V.M.D'yachenko, V.M.Nazarov, A.F.Martynov, K.D.Tolstov, T.A.Yudina Absolute Calibration of the KNT-8 Fission Chambers	45
Ж.Манжавидзе, А.Сисакян Phenomenology of Very High Multiplicity Production Processes И.Майнджавидзе, А.Сисакян Феноменология процессов рождения с очень большой множественностью	51
С.Бакковић, Д.Салихагић, Л.Симић, Д.Крпић, Р.Р.Мехдиев, А.П.Чеплаков, С.Ю.Сивоклоков The Boltzmann Temperature of Negative Pions in Inelastic (d, α, C)+(C, Ta) Collisions at 4.2 A GeV/c С.Бацкович, Д.Салихачич, Л.Симич, Д.Крипик, Р.Р.Мехдиев, А.П.Чеплаков, С.Ю.Сивоклоков Больцмановская температура отрицательных пионов в неупругих (d, α, C)+(C, Ta)-соударениях при 4,2 А ГэВ/с	58

ЭНЕРГИЯ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ В СВИНЦОВОМ БЛОКЕ

В.А.Воронко*, В.М.Дьяченко, В.Я.Костин*, В.Я.Мигаленя*,
В.И.Нагайченко*, В.В.Сидоренко*, К.Д.Толстов

На синхрофазотроне ОИЯИ проведено исследование генерации нейтронов в свинцовом блоке $50 \times 50 \times 80$ см ядрами ^2H , ^4He , ^7Li и ^{12}C . Энергия ядер находилась в интервале $1,5 \div 2,2$ ГэВ/нукл. Внутри блока регистрировалось число делений в камерах КНТ-8 с естественным ураном и число реакций (n, γ) в детекторах из урана. Вылетающие из блока нейтроны регистрировались КНТ-8 и детекторами, помещенными в ванну с водой, которая устанавливалась на поверхности блока. Согласующиеся результаты обоих методов позволили получить значение энергии, затрачиваемой на генерацию одного нейтрона. Усредненная по всем ядрам энергия равна (32 ± 5) МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

The Energy of Neutron Generation by Light Nuclei in the Lead Target

V.A.Voronko et al.

The neutron generation by ^2H , ^4He , ^7Li and ^{12}C nuclei with the energy of $1.5 \div 2.2$ GeV per nucleon has been investigated in the lead target $50 \times 50 \times 80$ cm on the JINR synchrophasotron. Inside the target the number of fission reactions in the KNT-8 chambers and (n, γ) in the detectors with natural uranium have been registered. The neutrons emitted from the target were detected by the KNT-8 and uranium detectors inside the water bath on the top of the target. The compatible results of general methods have permitted to obtain the value of the energy for generation of one neutron; the mean value of the energy for nuclei is equal to (32 ± 5) MeV.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Для целей радиационной защиты, создания импульсных нейтронных генераторов и для решения проблем электроядерного способа получения атомной энергии необходимо знание энергии, затрачиваемой на генерацию одного нейтрона в столкновениях ускоренных частиц с мишенями из различных ядер.

*Харьковский физико-технический институт

Сопоставление затрат энергии при варьировании атомного веса снарядов и мишеней интересно и для выяснения механизма взаимодействия релятивистских ядер.

Эксперименты были проведены на синхрофазотроне ОИЯИ в пучках ядер: ${}^2\text{H}$ с энергией 1,5 ГэВ/н; ${}^4\text{He}$ — 2,2 ГэВ/н; ${}^7\text{Li}$ — 2,2 ГэВ/н и ${}^{12}\text{C}$ — 1,87 ГэВ/н.

Ускоренные ядра вводились в свинцовый блок $50 \times 50 \times 80$ см через канал глубиной 20 см. В объеме блока размещались камеры КНТ-8 диаметром 7 мм с естественным ураном (эффективная масса радиатора камер КНТ-8 равна $(1,5 \pm 0,2)$ мг^{/1/}) и урановые детекторы в виде дисков диаметром 8 мм и толщиной 1 мм, в которых реакции (n, γ) регистрировались по распадам ${}^{239}\text{Np} \rightarrow {}^{239}\text{Pu}$. Разработанная методика, включая мониторингирование пучков ядер, описана в работах^{/2-6/}. Для регистрации нейтронов, вылетающих из блока, на его поверхности устанавливалась ванна площадью 40×40 см и высотой 30 см, в которой на высоте $h = 3,9 + 15$ см от дна помещались камеры КНТ-8 и урановые детекторы. Экранировка их кадмием показала, что вкладом надкадмиевых нейтронов можно пренебречь уже на высоте 3 см. Если нейтроны излучаются в поглощающую среду бесконечной плоской поверхностью, то спад их плотности как функция расстояния от поверхности происходит по экспоненте. В нашем случае из свинцового блока вылетали не замедлившиеся нейтроны и в результате в трех точках на указанных расстояниях h , в пределах точности измерений 10—15%, был получен линейный спад плотности нейтронов, экстраполяция которой дала нулевую плотность нейтронов при $h_m = 17$ см, причем в пределах статистической точности измерений, как и следовало ожидать, $h_m = \text{const}$ для всех ядер. Вследствие этого отношение макроскопического сечения поглощения нейтронов в столбике воды к сечению $\sigma_{n,F}$ в камерах КНТ-8 при эффективном слое урана 1,5 мг составит $1,2 \cdot 10^4$. Для урановых детекторов массой 1 г отношение макроскопических сечений в воде и реакции (n, γ) в детекторах составит 27,4, и суммарное сечение равно $28,4 \cdot 10^{-24}$ см².

Результаты экспериментов при установке КНТ-8 и детекторов на расстоянии $h = 3$ см приведены в табл. 1.

Определение абсолютного числа генерированных в блоке нейтронов проведено в предположении, что практически все они вылетают из блока, т.к. очень малым сечением поглощения можно пренебречь. Вследствие осевой симметрии пучка по отношению к центру блока очевидно, что генерация нейтронов и их вылет через боковые грани также симметричны, и на координатах z вдоль пучка поток нейт-

ронов пропорционален распределению плотности нейтронов внутри блока по z . Последняя была определена по реакциям (n, γ) и (n, F) в работах^{/4-6/}.

Таблица 1

Снаряд	Энергия на нуклон, ГэВ	Поток ядер	Число реакций	
			(n, γ)	(n, F)
^2H	1,5	$(2,25 \pm 0,17) \cdot 10^{12}$	$(5,23 \pm 0,27) \cdot 10^8$	—
^4He	2,2	$(4,41 \pm 1,16) \cdot 10^9$	$(3,40 \pm 0,86) \cdot 10^6$	$(9,0 \pm 1,0) \cdot 10^3$
^7Li	2,2	$(1,29 \pm 0,28) \cdot 10^{10}$	$(1,74 \pm 0,3) \cdot 10^7$	$(3,65 \pm 0,40) \cdot 10^4$
^{12}C	1,87	$(2,58 \pm 0,41) \cdot 10^{10}$	$(4,97 \pm 0,42) \cdot 10^7$	$(11,3 \pm 1,0) \cdot 10^4$

Для расчета числа вылетающих из блока нейтронов необходимо экстраполировать ко дну ванны число реакций (n, γ) и (n, F) в табл.1. В соответствии с линейным спадом плотности нейтронов это увеличивает число реакций в 1,2 раза. Вылет нейтронов через торцевые грани блока, по распределению плотности нейтронов вдоль и поперек пучка, на основании^{/4-6/} оценен равным 0,1 от вылета через боковые грани. В соответствии с этим из данных табл. 1 были получены величины энергии, необходимой для генерации одного нейтрона. Вследствие дефекта аппаратуры для КНТ-8 в опыте с дейтронами в табл. 1 нет данных по реакции (n, F) , однако высокая статистическая точность данных по урановым детекторам позволила получить данные по реакции деления ^{235}U , используя известный кумулятивный выход изотопов: ^{132}Te , ^{143}Ce , ^{131}I и других. Этот результат находится в хорошем согласии с данными по реакции (n, γ) и приведен в табл. 2.

Таблица 2

Снаряд	Энергия на нуклон, ГэВ	Энергия генерации нейтронов, МэВ		
		(n, γ)	(n, F)	средняя
^2H	1,5	$34,7 \pm 3$	$30,0 \pm 4$	$32,4 \pm 3$
^4He	2,2	$30,6 \pm 10$	$27,5 \pm 6$	$29,0 \pm 8$
^7Li	2,2	$31,0 \pm 8$	$34,7 \pm 5$	$32,1 \pm 6$
^{12}C	1,87	$31,5 \pm 5$	$32,7 \pm 4$	$32,1 \pm 4$

Наименьшее расстояние в блоке от оси пучка равно 25 см, а минимальное усредненное число рассеяний нейтрона до вылета больше 100, поэтому они замедляются, и мала вероятность реакции $(n, 2n)$.

Следовательно, найденное среднее значение энергозатрат на генерацию одного нейтрона можно считать приемлемым и для свинцового блока неограниченного размера.

Результаты обоих методов показывают, что усредненное для всех ядер значение энергии равно (32 ± 5) МэВ.

Литература

1. Дьяченко В.М. и др. — См. наст. сборник, с.45.
2. Гусаков Ю.В. и др. — Сообщение ОИЯИ, 13-87-240, Дубна, 1987.
3. Damdinsuren C. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1990, A288, p.319.
4. Воронко В.А. и др. — АЭ, 1989, 66, с.215.
5. Дьяченко В.М. и др. — АЭ, 1989, 67, с.291.
6. Воронко В.А. и др. — АЭ, 1990, 68, с.449.

Рукопись поступила 6 февраля 1992 года.

THE QFT SCATTERING RESONANCES CANNOT BE ASSOCIATED WITH THE VON NEUMANN — WIGNER BOUND STATES IN A CONTINUOUS SPECTRUM

L.G.Zastavenko

This work is our response to recent attempts to connect the observed resonances in, e.g., an electron-positron system, with the von Neumann — Wigner bound states in a continuous spectrum. Such states can exist only if the potential is not absolutely integrable. We study the Schroedinger equation $(-\Delta + V(r) - k^2)\psi = 0$, where the potential $V(r)$ is not absolutely integrable:

$\int_0^\infty |V(r)| dr = \infty$ and the Fourier image $\tilde{V}(\vec{q}) = \int e^{i\vec{q}\vec{x}} V(r) d^3x$ has singularities for real values of $|\vec{q}|$, $|\vec{q}| = |\vec{q}_l| > 0$. We consider the perturbation theory expansion $A(\vec{p}, \vec{p}_0) = A_1 + A_2 + \dots$ of the scattering amplitude. Our (trivial) result is that singularities of the function $\tilde{V}(q)$ give rise to singularities of quantities $A_1, A_2, \dots$. But the QFT (quasi)potentials do not give any singularities of the Born amplitude A_1 . Thus, our statement is that the computed by Arbuzov et al. and Spence and Vary resonances cannot be connected with the von Neumann — Wigner bound states.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Уровни фон Неймана — Вигнера и резонансные состояния систем электрон-позитрон, протон-протон

Л.Г.Заставенко

Работа является откликом на недавние попытки связать резонансы в системе электрон-позитрон со связанными состояниями в непрерывном спектре (фон Нейман — Вигнер). Такие состояния существуют только, если $\int_0^\infty |V(r)| dr = \infty$. Тогда фурье-образ $\tilde{V}(\vec{q}) = \int d^3x V(r) e^{i\vec{q}\vec{x}}$ имеет

сингулярности при $|\vec{q}| > 0$. Мы рассматриваем задачу рассеяния для уравнений Шредингера. Пусть ряд теории возмущений $A(\vec{p}, \vec{p}_0) = A_1(\vec{p}, \vec{p}_0) + A_2(\vec{p}, \vec{p}_0) + \dots$ задает амплитуду рассеяния. При нашем потенциале величины $A_1, A_2, \dots$ — сингулярны. Но квазипотенциалы КТП дают несингулярные величины $A_1, A_2, \dots$. Поэтому я думаю, что вычисленные Арбузовым и др. и Спенсом и Вэри резонансы не связаны с резонансами фон Неймана — Вигнера.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

I. Introduction

Since the work^{/1/} it became almost common knowledge that the Schroedinger equation

$$\left(-\frac{d^2}{dr^2} + V(r) - k^2\right)\psi = 0 \quad (1.1)$$

with the potential

$$V(r) = \frac{2A}{r} \sin(2pr) \quad (1.2)$$

at $k^2 = p^2$ has the solution which vanishes as r tends to infinity:

$$\psi(r) \rightarrow 0 \text{ as } r \rightarrow \infty. \quad (1.3)$$

Introducing into the potential some additional degree of freedom, e.g., taking $V(r) = (2A/r) \sin(2pr + \delta)$, one can ensure fulfillment of the boundary condition

$$\psi(0) = 0. \quad (1.4)$$

We shall call solutions of the Schroedinger equation which satisfy both boundary conditions (1.3) and (1.4), the bound states in a continuous spectrum^{/1/}. (Note that two independent solutions of eq.(1.1), (1.2) at $k^2 = p^2$ can be represented as

$$\psi_{\pm}(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} d_{sn} e^{ipr(2s+1)} r^{\pm\Lambda-n},$$

where $\Lambda = A/(2p)$ and D_{sn} are numerical coefficients to be determined from eq.(1.1)).

Recently there were observed some unexpected resonances in a system of charged particles^{/2-6/}.

Some authors tried to interpret these resonances in terms of the von Neumann — Winger bound states in a continuous spectrum^{/7,8/}. These theoretical works are mainly computational. Spence and Vary, in particular, considered the scattering phase $\delta(k)$ of the electron-position system.

Space and Vary insist that their computations give

$$\lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ \varepsilon > 0}} [\delta(k_0 + \varepsilon) - \delta(k_0 - \varepsilon)] = \pi \quad (1.5)$$

for some values of momentum k_0 .

1. This result is the starting point of our consideration. We state:

1) If the Fourier image of the potential $\tilde{V}(|\vec{q}|) = \int e^{i\vec{q}\vec{x}} V(r) d^3x$ is singular at some point $|\vec{q}| = 2p$ and $\int_0^\infty |V(r)| dr = \infty$, $|V(r)| \leq M < \infty$, then the Schroedinger equation (1.1) has, at $k^2 = p^2$, a solution ψ which does satisfy boundary condition (1.3).

2) For such potential the first order perturbation theory scattering amplitude is singular at the point $k^2 = p^2$.

3) The QFT quasipotentials of works^{/7/} and^{/8/} do not give any singularities of the scattering amplitude in lowest orders of the perturbation theory. Thus, we think that attempts to connect the computed resonances^{/7,8/} with the von Neumann — Winger bound states in a continuous spectrum are hopeless.

1.1. We will give also the following verbal description of the von Neumann — Winger phenomenon of bound states in a continuous spectrum. At $k \approx p$ there arise a resonance of oscillations with frequencies $\pm k$ and $2p$ in our Schroedinger equation (1.1), (1.2): The oscillations with frequency $2p$ induce transition between the states which possess frequencies $\pm k$ (see also Appendix). This resonance does not allow a particle, if it is located somewhere in the region $r \sim 1$, to penetrate into the region $r \gg 1$. And vice versa, if a particle is located in the region $r \gg 1$, it cannot penetrate into the region $r \sim 1$. Our potential (1.2), however small the value of the parameter A is, forms the resonance barrier, which is the more difficult to penetrate, the smaller is the quantity $|k^2 - p^2|$ and which a particle cannot penetrate into if $k^2 = p^2$.

1.2. The potential (1.2) gives discontinuity in the energy dependence of the S-wave scattering phase (see eq.(2.7)). Let us construct the Jost solution $\psi_k(r)$ for the potential (1.2) (see eq.(A.1)). The point $k^2 = p^2$ is a branching point for this solution (see Appendix A).

1.3. Appendix B contains consideration of singularities of the amplitude $A_1(\vec{p}_1, \vec{p}_0)$.

II. Scattering on a Singular Potential

1. Let us consider the scattering problem for a Schroedinger equation in the momentum space:

$$(p^2 - k^2)\Psi(p) + \int V(\vec{p}, \vec{l})\Psi(\vec{l})d^3l = 0, \quad (2.1)$$

$$\psi(\vec{p}) = \delta(\vec{p} - \vec{p}_0) + \frac{A(\vec{p}, \vec{p}_0)}{p^2 - k^2 - i\epsilon}, \quad p_0^2 = k^2, \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} A(\vec{p}, \vec{p}_0) &= -V(\vec{p}, \vec{p}_0) - \int V(\vec{p}, \vec{l}) \frac{d^3l}{l^2 - k^2 - i\epsilon} V(\vec{l}, \vec{p}_0) - \dots = \\ &= A_1(\vec{p}, \vec{p}_0) + A_2(\vec{p}, \vec{p}_0) + \dots \end{aligned} \quad (2.3)$$

Here $A(\vec{p}, \vec{p}_0)$ is the scattering amplitude.

2. Let us take at first a local potential

$$V(\vec{p}, \vec{l}) = \tilde{V}(\vec{p} - \vec{l}). \quad (2.4)$$

2.1. Even if the potential $V(r)$ in equation (1.1) is absolutely integrable, its Fourier image $\tilde{V}(|\vec{q}|)$ as a function of the variable $|\vec{q}| \equiv q$ can be nonanalytical at some points $q = q_i$, $|\text{Im } q_i| \geq 0$ (see Appendix B). Suppose, however, that this function is analytical along all the axis $q \geq 0$. Then, the scattering amplitude (2.3) is also an analytical function of the momenta $\vec{p}, \vec{p}_0$, $|\vec{p}| = |\vec{p}_0| = k$, regular and bounded for real values of these momenta.

2.1.1. The potential $\tilde{V}(q)$ may have singularities in the complex plane, $q = q_i$, $i = 1, 2, 3, \dots$, $\text{Im } q_i \neq 0$. Even if the potential is real, these singularities are capable to cause characteristic peculiarities of parts A_1, A_2 and so on of the scattering amplitude. Let us take, e.g.,

$$\tilde{V}(q) = \frac{4\pi A}{q} \frac{\epsilon}{\epsilon^2 + (q - 2p)^2}, \quad (2.5)$$

where $|\epsilon/p| \ll 1$.

One has

$$\tilde{V}(q) \rightarrow \frac{4\pi^2 A}{2p} \delta(q - 2p) \quad (2.6)$$

as $\epsilon \rightarrow 0$. Such a characteristic behaviour of the quantity $\tilde{V}(q)$ leads to observable consequences.

2.2. The absolutely nonintegrable potential (1.2) corresponds to the limit $\epsilon \rightarrow 0$ in eq.(2.6). For this potential the Born approximation gives no scattering at all if $|\vec{p}| = |\vec{p}_0| = k < p$ and gives scattering only on the cone $|\vec{p} - \vec{p}_0| = 2p$ if $|\vec{p}| = |\vec{p}_0| = k > p$. The Born approximation s-wave scattering phase for the potential (1.2) is:

$$\delta(k) = \begin{cases} 0, & k^2 < p^2 \\ \pi A, & k^2 > p^2 \end{cases} \quad (2.7)$$

Thus, the potential (1.2) gives the rupture of the scattering phase.

In general, if the quantity $\tilde{V}(q)$ has a singularity at $q = 2p$, then the Born approximation s -wave scattering phase has a singularity at $k = p$.

2.3. Let us now discuss the quasipotential equation of the work by Arbusov et al.^{/7/}. It can be written down essentially as

$$[2\omega(\vec{p}) - 2\omega(k)]\psi(p) + \lambda \int V(\vec{p}, \vec{l})\psi(\vec{l})d^3l =, \quad (2.8)$$

$$V(\vec{p}, \vec{l}) = [\omega(\vec{p})\omega(\vec{l}) |\vec{p} - \vec{l}|]^{-1} P[\omega(\vec{p}) + \omega(\vec{l}) + |\vec{p} - \vec{l}| - 2\omega(k)]^{-1},$$

here the potential does depend on the center of mass energy $2\omega(k)$ of the system $\omega(k) = (m^2 + k^2)^{1/2}$, symbol P denotes a principal value (in the work^{/7/} the authors use complex denominator $\omega(\vec{p}) + \omega(\vec{l}) + |\vec{p} - \vec{l}| - 2\omega(k) - i\epsilon$. This prescription seems to us to be obviously wrong, for it leads to the energy nonconservation in the process of scattering, see, e.g., eq. (2.3). This remark does not influence the computational results of work^{/7/} as they use the approximation neglecting the imaginary part of the potential). Then, one has

$$A_1(\vec{p}, \vec{p}_0) = \lambda\omega(k)^{-2}|\vec{p} - \vec{p}_0|^{-2}. \quad (2.9)$$

Here $|\vec{p}| = |\vec{p}_0| = k$ is the energy conservation law. Equation (2.9) exhibits no singularities in its dependence on the parameter k along the real axis. The quantity (2.9) is not capable of describing any resonances of the scattering cross-section. Let us now consider the s -wave part of the quantity $A_2(\vec{p}, \vec{p}_0)$. It is easy to prove that this function also has no singularities on the real k axis.

2.3.1. Thus, we have to state about the results of the works^{/7/} and^{/8/}: these results have nothing to do with the von Neumann and Wiegner bound states in a continuous spectrum. The latter cause singularities of the scattering amplitude which can be observed, e.g., in the Born approximation whereas Arbusov et al. claim their levels to be essentially nonperturbative.

Acknowledgement

I am indebted to Professors A.M.Baldin and M.I.Podgoretsky and Drs. V.L.Ljuboshits and Yu.A.Trojan for their kind interest in my work, discussions and valuable information.

As a matter of fact, this work was made in collaboration with Dr.S.I.Serdjukova and Professor B.N.Zakhariev. Here I wish to thankfully acknowledge their participation in the work.

Appendix A

Jost Solution of Eq.(1.1), (1.2)

Let us denote $\psi_k(r)$ the Jost solution of eq.(1.1), (1.2), as determined by the condition

$$\psi_k(r) \sim e^{ikr} \text{ as } r \rightarrow \infty. \quad (\text{A.1})$$

One has

$$\psi_k(r) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} e^{i(k+2ps)r} B_s(r), \quad (\text{A.2})$$

$$2ps \, 2(k+ps)B_s - 2i(k+2ps) \frac{dB_s}{dr} - \frac{d^2 B_s}{dr^2} = iA(B_{s-1} - B_{s+1})/r. \quad (\text{A.3})$$

It follows from eq.(A.1) that

$$\begin{aligned} B_s(r) &\rightarrow 0 \text{ as } r \rightarrow \infty, \quad s \neq 0 \\ B_0(r) &\rightarrow 1 \text{ as } r \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

When $|\varepsilon| \ll |p|$, $\varepsilon = k - p$, equations (A.3) reduce to the system of two coupled equations for functions $B_0(r)$ and $B_{-1}(r)$. One gets

$$B_0(r) \approx \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\Gamma(m+\Lambda)\Gamma(m-\Lambda)}{m!\Gamma(\Lambda)\Gamma(-\Lambda)(2i\varepsilon r)^m}. \quad (\text{A.5})$$

Barnes integral representation^{/9/} enables one to prove formula

$$B_0(r) \approx \alpha(\Lambda)(2i\varepsilon r)^\Lambda + \alpha(-\Lambda)(2i\varepsilon r)^{-\Lambda} \quad (\text{A.6})$$

if $1 \ll r \ll \frac{1}{|\varepsilon|}$. Standard sewing procedure gives representation

$$\psi_k(r) \approx a(\Lambda, \varepsilon)\psi_+(r) + a(-\Lambda, \varepsilon)\psi_-(r) \quad (\text{A.7})$$

of the Jost solution if $|\varepsilon|r \ll 1$. One has $a(\Lambda, \varepsilon) \sim \varepsilon^\Lambda$: it looks like the point $k^2 = p^2$ is the branching point of the Jost solution.

Appendix B

Here we shall point out that if potential $V(r)$ contains part $\delta V(r) = \sim \sin(2pr + \delta)f_a(r)$, where $f_a(r) \sim r^{-a}$ as $r \rightarrow \infty$, its Fourier image $\tilde{V}(q)$ has singularity at $q = 2p$, and the Born approximation S -phase $\delta(k)$ has singularity at $k = p$.

Note Added in Proof

The QFT quasipotential approach gives the s -wave Schroedinger equation of the type

$$\left(-\frac{d^2}{dr^2} - k^2\right)\psi(r) + \int V(r, r')\psi(r')dr' = 0, \quad (\text{N.1})$$

where $V(rr') \cong O(\exp(-m\sqrt{r^2 + r'^2}))$ as $r \rightarrow \infty$. Let us consider the Schroedinger equation (N.1) with separable potential $V(r, r) = \lambda e^{-(r+r')}$. The corresponding eq. (N.1) for $k^2 = k_0^2$ has solution $\psi_0(r) = e^{-r}$; here the value is determined by the equation

$$(1 + k_0^2) = \lambda \int_0^\infty e^{-2r'} dr'. \quad (\text{N.2})$$

Of course, our solution $\psi_0(r)$ does not satisfy condition (1.4). Nevertheless, this example shows, in principle, that the Schroedinger equation (N.1) with nonlocal potential is capable to have bound states in continuous spectrum (i.e. it can have for some values of k^2 , $k^2 > 0$, solutions, which satisfy both boundary conditions (1.3) and (1.4)). This general fact explains calculations of works^{/7/} and^{/8/}. These AShBS bound states resemble, to some extent, the von Neuman — Wigner bound states, but, unlike these states, their descent is connected with the non-locality of the potential.

Let us consider the solution $\psi(r, k)$ of our equation (N.1) which is determined by the boundary equation (1.4) and by the condition $\frac{d}{dr} \psi(r, k) \big|_{r=0} = 1$. One has $\psi(r, k) = |A(k)| \sin(kr + \delta(k))$ as $r \rightarrow \infty$. One has also

$$A(k_0) = 0 \quad (\text{N.3})$$

if $\psi(r, k_0) \rightarrow 0$ as $r \rightarrow \infty$. Equation (N.3) ensures fulfillment of the condition (1.5) and thus explains the Spence — Vary phenomenon of the scattering phase discontinuity at the energy of the bound state in continuous spectrum

Note also, that eq. (N.2) shows that no bound state (in continuous spectrum) exist if $\lambda \rightarrow 0$. This observation explains the nonperturbative character of the AShBS bound states^{/7,8/}.

The expression

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{e^{2i\delta_l(k)} - 1}{2ik} p_l(\cos \theta)$$

of the scattering amplitude shows that the Spence — Vary π discontinuity of the scattering phase cannot be observed. Now, in order to accept or reject the AShBS conjecture concerning the connection between the observed resonances and bound states in continuous spectrum, one has to investigate the analytical behaviour of the function $\delta(k)$ in a vicinity of the point $k^2 = k_0^2$. If this function is analytical (except for π discontinuity at the point $k^2 = k_0^2$), the AShBS conjecture is probably wrong.

References

1. von Neumann J., Wigner E. — Z.Phys., 1929, 30, p.365.
2. Cowan T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1986, 56, p.44;
Bokemeyer H. et al. — Preprint GSI-89-49, 1989.
3. Tsertos H. et al. — Z. Phys., 1987, A326, p.2235;
Koenig W. et al. — Phys. Lett., 1989, B218, p.12.
4. Trojan Yu.A. et al. — JINR preprint D1-88-399, Dubna, 1988.
5. Trojan Yu.A. et al. — JINR preprint P1-90-79, Dubna, 1990.
6. Abdinov O.B. et al. — JINR preprint D1-88-102, Dubna, 1988.
7. Arbuzov B.A. et al. — Modern Physics Letters, 1990, A5, p.1441.
8. Spence J.R., Vary J.P. — Phys. Lett., 1991, B254, p.1.
9. Whittaker E.T., Watson G.N. — A. Course of Modern Analysis, Cambridge, University Press, 1927.

Received on February 6, 1992.

SCALAR DILATON-QUARKONIUM MESON IN NUCLEON STRUCTURE

V.A.Nikolaev, V.Yu.Novozhilov¹, O.G.Tkachev

Static properties and electromagnetic form factors of nucleons are calculated in the *Generalized Skyrme model* with an explicit scalar dilaton-quarkonium meson which saturates the quark-loop contribution to the scale anomaly of QCD.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Скалярный мезон-дилатон-кварконий в нуклонной структуре

В.А.Николаев, В.Ю.Новожилов¹, О.Г.Ткачев.

Вычислены электромагнитные формфакторы и статические свойства нуклонов в обобщенной модели Скирмы, включающей скалярное поле дилатона-кваркония, которое насыщает вклад кварковой петли в масштабную аномалию КХД.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

The main features of quantum chromodynamics (QCD) at low energies are the spontaneous breaking symmetry via Nambu-Jona-Lasinio mechanism and breaking of the scale symmetry so that the divergence of the dilatational current does not vanish[1]. The QCD low-energy region is governed by quark and gluon fluctuations leading to a formation of the non-zero values of the quark $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ and gluon $\langle \frac{\alpha_s}{\pi} (G_{\mu\nu}^a)^2 \rangle$ condensates. For the large number of color N_c one can consider QCD as an effective theory of mesons only[2]. As for baryons one can follow the Skyrme

¹Department of Theoretical Physics, St.Petersburg State University.

idea that the baryon can emerge as a soliton in the chiral meson theory[3]. Considerations of the Skyrme model showed[4],[5] that we can describe satisfactorily the basic static properties of the nucleon except for the masses which are too large. One can try to include the vector mesons (ω, ρ, a_1) to the non-linear sigma model to stabilize soliton [6],[7], but the problem of large masses remains. But this approach does not take into account the scale anomaly of the QCD and therefore omits scalar particles which are essential for understanding the intermediate range attraction in the nucleon-nucleon interaction[8], the nature of baryon resonances[7], and reduction of the classical mass component.

At present time there are two different approaches to include scalar meson-dilaton into the Skyrme model. In both approaches the interaction of the dilaton field with the chiral field is dictated by the scale invariance. The main difference is in the origin of the dilaton. On one hand, there is the approach in which dilaton is associated with the glueball[9]. In this approach the glueball field saturates the scale anomaly completely. The potential[10] which reproduces for pure gluodynamics the scale anomaly and QCD scalar sum rules is considered. In the other approach, the dilaton is treated as a quarkonium arising due to fluctuations of the quark condensate[11],[12], which is an order parameter for the chiral symmetry breaking. In this approach the dilaton-quarkonium saturates a part of the scale anomaly, namely the part which is produced by the quark loops. The choice of the quarkonium as a dilaton is based on two principal observations:

- a) The experimental studies of scalar resonances [13] show that the real lightest candidate for the glueball state is $f_0(1590)$ (former $G(1590)$) [14] which does not appear in $\pi\pi$ and $K\bar{K}$ productions.

- b) Consideration of the chiral anomaly[15] shows that the only gauge-invariant combination of the gluon field $G_{\mu\nu}G_{\lambda\rho}$ can contact only with a total antisymmetric tensor $\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}$. Thus this combination has $J^{PC} = 0^{-+}$ quantum numbers and contributes to Wess-Zumino-Witten action producing $U(1)$ anomaly.

It suggests that the 0^{++} glueball field as a fluctuation of $G_{\mu\nu}^2$ cannot interact directly with the chiral field, but only through the mixing with the dilaton-quarkonium. The estimate gives small value for the mixing angle of glueball and quarkonium states.

Our model is based on the effective low-energy action for pseudoscalar and scalar (dilaton-quarkonium) mesons which was derived in [16] starting directly from the QCD generating functional by the joint chiral and conformal bosonization method. This lagrangian favours the linear sigma-model in terms of the composite field $\phi = F_\pi \exp(-\sigma)U$. In this paper we present the calculations of the main properties of the nucleon in the two-flavor model, which is based on this effective action. We use the notation of Ref. [16].

We define the effective action $W_{eff}(U, \sigma)$ for chiral and scalar (dilaton-quarkonium) fields by

$$Z_\psi(\mathcal{D})Z_{inv}^{-1}(\mathcal{D}) = \int_L D\Phi \exp[-W_{eff}(U, \sigma)] ,$$

$$\Phi = e^{\sigma(x)/2} U^{1/2}(x), \quad (1)$$

where the functional

$$Z_{inv}^{-1}(\mathcal{D}) = \int_L D\Phi Z^{-1}(\Phi \mathcal{D} \Phi) . \quad (2)$$

is invariant under local and conformal transformations of quark fields and should be approximately constant in low energy region L . The effective action $W_{eff}(U, \sigma)$ can be expressed using the diagonal part of the projection operator onto the subspace $\|\mathcal{D} - M\| \leq \Lambda$ of the eigenvalues k . One can calculate the diagonal part of the projector using the finite mode regularisation [17] of the functional integral. The relevant expression for the effective Lagrangian for the dilaton-quarkonium and chiral fields at low energy can be written in the form of generalized linear σ model for the field $\phi = F_\pi \exp(-\sigma)U$ [16]:

$$L_{eff}(\phi) = \frac{1}{4} Tr (\partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi) - V(\phi) + L^{(4)}(\phi) , \quad (3)$$

$$V(\phi) = Tr \left\{ \frac{C_g}{48 F_\pi^4} (\phi^\dagger \phi)^2 + \frac{m_\pi^2}{4 F_\pi^2} \phi^\dagger \phi (\phi^\dagger + \phi) - \frac{N_f}{24 \pi^2} Tr_c G_{\mu\nu}^2 \ln \left(\frac{\phi^\dagger \phi}{F_\pi^2} \right) \right\} . \quad (4)$$

The last two terms exactly reflect a contribution of a quark loop to the scale anomaly, i.e., nonvanishing divergence of the dilatational current D_μ

$$\partial_\mu D^\mu = T_\mu^\mu = \frac{\beta(g)}{g} G_{\mu\nu}^2 + \sum_i (1 + \gamma_i) m_i \bar{\psi}_i \psi_i \quad (5)$$

in the lower energy region L with zero values of anomalous dimensions γ_i . The most interesting is the last term in (4) proportional to $G_{\mu\nu}^2$ which corresponds to the contribution of quarks to the Gell-Mann - Low β -function, which in one-loop approximation contains pure gluonic part (proportional to the number of colors N_c) and fermionic part (proportional to the numbers of flavors N_f)

$$\beta(g) = -\frac{\frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}N_f}{16\pi^2} g^3 \quad (6)$$

From the other hand, this term determines the mixing between the dilaton-quarkonium and the colorless configuration $Tr_c G_{\mu\nu}^2$ of the gluon field (glueball). The equation (4) suggests that the glueball field cannot interact directly with the chiral field, but only through the coupling with the quarkonium-dilaton meson. As the next step, one can introduce one-loop potential for glueball field[10], diagonalize the mass matrix and consider the generalization of Skyrme model with two 0^{++} scalar meson-glueball and quarkonium. We estimate a mixing angle Θ between the glueball $G(1590)$ and quarkonium fields using Eqs. (4) and (5) in the spirit of the Ref.[18] and find that does not exceed 20. The small value of Θ is consistent with the QCD sum rules approach. Thus, it is a good approximation to consider only the contribution of dilaton-quarkonium to the formation of the baryon as a chiral soliton.

As one cannot deduce the effective Lagrangian for the glueball fields from the low-energy QCD we prefer to integrate out the gluon fields with some plausible assumptions. The full generating functional

$$Z_L = \int DG \exp\{iW_{YM}\} \int D\Phi \exp\{iW_{eff}(\sigma, G)\} \quad (7)$$

includes the integration over the gluon fields with the weight $\exp[iW_{YM}]$. We combine the last term in (4) with the effective Yang-Mills Lagrangian and find that a variation of the averaged value of the dilaton field $\langle\sigma_0\rangle = \sigma_c$ changes the effective coupling constant

$$\left(\frac{1}{2g^2} + \frac{N_f\sigma_c}{24\pi^2}\right) Tr_c G_{\mu\nu}^2 = \frac{1}{2g_{eff}^2} Tr_c G_{\mu\nu}^2. \quad (8)$$

At large positive values of σ_c the effective coupling constant g_{eff} decreases, going over to the regime of the asymptotic freedom. This obstacle enables us to calculate the effective potential not only in the region of low energies but also in the perturbative region. Due to the asymptotic freedom, one can solve the renormalization group equation for the vacuum energy in one-loop approximation for the Gell-Mann-Low β -function [10] $\beta \simeq -bg^3$, $b = -(33 - 2N_f)/48\pi^2$ using the correlation between the vacuum energy and the trace of the energy-momentum tensor

$$E_{vac} = \frac{1}{4} \langle T_\mu^\mu \rangle, \quad T_\mu^\mu = \frac{\beta(g)}{2g} (G_{\mu\nu}^a)^2. \quad (9)$$

and find the principal contribution to the effective potential in the asymptotic freedom region (large σ_c) [15]:

$$V_G(\sigma_0) = - \left\langle \frac{\alpha_s}{\pi} (G_{\mu\nu}^a)^2 \right\rangle \frac{11N_c - 2N_f}{32N_c} e^{\varepsilon\sigma_0}, \quad \varepsilon = \frac{N_f}{6\pi^2 b} \quad (10)$$

which replaces the last term in Eq.(4).

The corresponding effective lagrangian for the chiral and scalar fields in the limits of the large N_c is

$$\begin{aligned} L_{eff}(U, \sigma) = & \frac{F_\pi^2}{4} e^{-2\sigma} Tr [\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger] + \frac{N_f F_\pi^2}{4} (\partial_\mu \sigma)^2 e^{-2\sigma} + \\ & + \frac{1}{128\pi^2} Tr [\partial_\mu U U^\dagger, \partial_\nu U U^\dagger]^2 - \\ & - \frac{C_g N_f}{48} \left(e^{-4\sigma} - 1 + \frac{4}{\varepsilon} (1 - e^{-\varepsilon\sigma}) \right). \end{aligned} \quad (11)$$

This lagrangian is a generalization of the well-known Skyrme model [3] and takes into account the conformal anomaly of the

QCD. The first two terms are the kinetic terms of the chiral and scalar fields. The kinetic term of the chiral field has an additional scale factor $\exp(-2\sigma)$ in comparison with the Skyrme model. The third term is a well-known Skyrme term. The effective potential for the scalar field is a result of the extrapolation of the low-energy potential into the high energy region in one-loop approximation to the Gell-Mann-Low QCD β -function. The parameter ε depends on the number of flavors N_f : $\varepsilon = 8N_f/(33 - 2N_f)$.

In the baryonic sector we choose for the chiral field the spherically symmetrical static Skyrme ansatz $U(\vec{x}) = \exp[i\tau \cdot \hat{n}F(r)]$ where $\hat{n} = \vec{r}/|\vec{r}|$ and τ is Pauli matrixes. It is convenient to introduce a new field $\rho(x) = \exp(-\sigma(x))$. The mass functional for the dimensionless variable $x = eF_\pi r$ has the form $M = M_2 + M_4 + V$, where

$$M_2 = 4\pi \frac{F_\pi}{e} \int_0^{+\infty} dx \left[\frac{N_f}{4} x^2 (\rho')^2 + \rho^2 \left(\frac{x^2 (F')^2}{2} + \sin^2 F \right) \right], \quad (12)$$

$$M_4 = 4\pi \frac{F_\pi}{e} \int_0^{+\infty} dx \left[\frac{\sin^2 F}{2x^2} + (F')^2 \right] \sin^2 F, \quad (13)$$

$$V = 4\pi \frac{F_\pi}{e} D_{eff} \int_0^{+\infty} dx x^2 \left[\rho^4 - 1 + \frac{4}{\varepsilon} \cdot (1 - \rho^\varepsilon) \right]. \quad (14)$$

In Eqs.(12-14) the Skyrme parameter e is equal to 2π in accordance with Eq.(11). For the factor D_{eff} we have $D_{eff} = C_g N_f / 48e^2 F_\pi^4$. For the pion decay constant F_π we take its experimental value $F_\pi = 93 \text{ MeV}$. The value of the gluon condensate is estimated by QCD sum rules $C_g = (300 - 400 \text{ MeV})^4$. The Euler-Lagrange equations for the shape functions $F(x)$ and $\rho(x)$ follow to be:

$$\begin{aligned} F'' [\rho^2 x^2 + 2\sin^2 F] + 2F' x [x\rho\rho' + \rho^2] + F' \sin(2F) - \\ - \rho^2 \sin(2F) - \sin(2F) \sin^2 F / x^2 = 0, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{N_f}{2} x [x \rho'' + 2 \rho'] - 2 \rho \left[\frac{x^2 (F')^2}{2} + \sin^2 F \right] - 4 D_{eff} [\rho^3 - \rho^{\epsilon-1}] = 0, \quad (16)$$

where prime corresponds to the derivative with respect to x . The solutions of the Eqs.(15-16) are graphically represented in Figs.1 and 2. According to the virial theorem, the contributions of

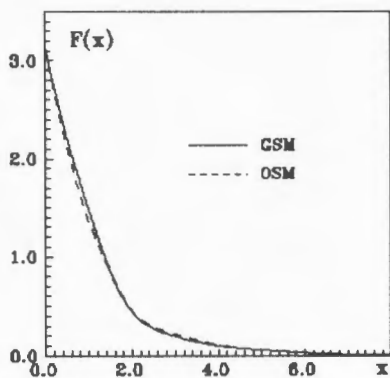


Fig.1. Chiral angle $F(x)$ in GSM and OSM for $C_g = (300\text{MeV})^4$ and $N_f = 2$.

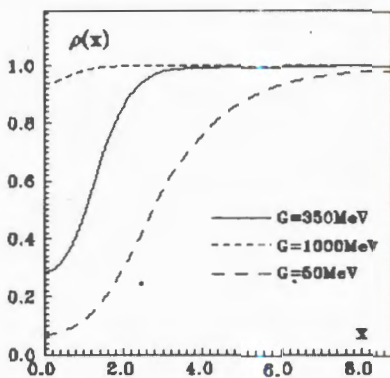


Fig.2. Scalar meson shape function for $G = C_g^{1/4} = 50$ MeV, 350 MeV and 1.0 GeV.

the individual terms of the functional on solutions of the system must satisfy the condition $M_2 - M_4 - 3V = 0$, which can be used to control accuracy of the numerical solution of the system. The asymptotic behaviour at large distances for $F(x)$ is identical to the Skyrme model $F(x) \sim a/x^2$ and behaviour of $\rho(x)$ exhibits a rapid downfall from the unity: $\rho(x) \sim 1 - b/x^6 + \dots$. The investigation of Eq.(15-16) at small distances gives: $F \sim \pi N - \alpha x$, $\rho \sim \rho(0) + \beta x^2$, $\rho(0) \neq 0$. The boundary conditions ensure a finite mass functional for a given value of the topological charge N .

Note, that there is another solution when the function $\rho(x)$ vanishes at the finite value of radius $x = x_c$, $x_c \neq 0$. Due to the factor $\exp(-2\sigma)$ in front of the kinetic chiral term in (8) the dynamical chiral field does not propagate at distances less

than x_c and the bag-like structure emerges. The baryon charge is quantized on non-topological grounds in order to have the mass functional finite.

In this paper we look for nonvanishing solutions for $\rho(x)$ at origin and the chiral shape function $F(x)$ has the same boundary conditions in the main order as in the original Skyrme model (OSM). That is the reason why we call this model: *generalized Skyrme model* (GSM). To calculate the properties of the baryon in GSM we introduce breather and rotational degrees of freedom[5] as a collective coordinates. We choose the time-dependent chiral and scalar fields in the form

$$U(\vec{r}, t) = A(t)U_0(e^\lambda(t)\vec{r})A^\dagger(t), \quad \rho(\vec{r}, t) = \rho_0(e^\lambda(t)\vec{r}). \quad (17)$$

The time-dependent scalar parameter λ plays the role of the collective variable describing breather vibrations of the solutions of the stationary equations $U_0(\vec{r})$ and $\rho(\vec{r})$. After canonical quantization and diagonalization in angular variables[5], we obtain the effective Hamiltonian

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}_\lambda^2}{2m(\lambda)} + M(\lambda) + \frac{\hat{S}^2}{2I(\lambda)}. \quad (18)$$

Here $\hat{P}_\lambda$ is the quantum momentum operator corresponding to vibrations and $\hat{S}$ is the operator of spin. The effective mass $m(\lambda)$, the potential $M(\lambda)$ and the moment of inertia $I(\lambda)$ are given by the expression

$$m(\lambda) = e^{-3\lambda}Q_2 + e^{-\lambda}Q_4, \quad (19)$$

$$M(\lambda) = e^{-\lambda}M_2 + e^\lambda M_4 + e^{-3\lambda}V, \quad (20)$$

$$I(\lambda) = e^{-3\lambda}I_2 + e^{-\lambda}I_4. \quad (21)$$

The coefficients M_2 , M_4 and V are given by Eqs.(12-14). Q_2 , Q_4 , I_2 and I_4 are the values of the following integrals:

$$Q_2 = \frac{\pi}{e^3 F_\pi} \int_0^\infty dx x^4 \left[\rho^2 (F')^2 + \frac{N_f}{4} (\rho')^2 \right], \quad (22)$$

$$Q_4 = \frac{8\pi}{e^3 F_\pi} \int_0^\infty dx x^2 (F')^2 \sin^2 F, \quad (23)$$

$$I_2 = \frac{4\pi}{3} \frac{1}{F_\pi e^3} \int_0^\infty dx x^2 \rho^2 \sin^2 F, \quad (24)$$

$$I_4 = \frac{16\pi}{3} \frac{1}{F_\pi e^3} \int_0^\infty dx x^2 \left[(F')^2 - \frac{\sin^2 F}{x^2} \right] \sin^2 F. \quad (25)$$

Some numerical results are given in the Table and Fig.3, where the mean square root radius $\langle r_B^2 \rangle^{1/2}$ of the baryon charge

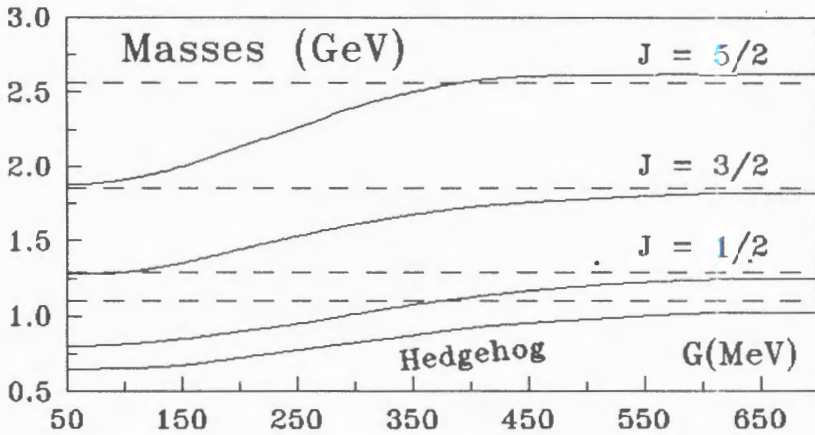


Fig.3. Mass spectra of the ground and excited states in GSM (solid line) and OSM (dashed line).

distribution

$$J_B(x) = -\frac{1}{F_\pi e} \frac{1}{2\pi^2} F' \frac{\sin^2 F}{x^2} \quad (26)$$

and mean square root radius $\langle r_{iv}^2 \rangle^{1/2}$ of the isovector charge distribution

$$J_{iv}(x) = \sin^2 F [x^2 \rho^2 + (F')^2 x^2 + \sin^2 F] \quad (27)$$

are also shown.

The form factors of the neutron and proton have been calculated using the Eqs.(26-27) and graphically represented in Figs.4 and 5.

Table. Main static properties of solution with $B = 1$ in the two flavor *Generalized Skyrme Model* for the choice of the parameters $F_\pi = 93 \text{ MeV}$, $e = 2\pi$, $C_g = (300 \text{ MeV})^4$. The results obtained in the *Original Skyrme Model* are given for the comparison.

Values	GSM without vibrations	GSM with vibrations	OSM without vibrations	OSM with vibrations
M_{cl}	839		1098	
M_n	1084	1026	1310	1288
$\langle r^2 \rangle_{is}^{1/2}$	0.38	0.45	0.34	0.45
$\langle r^2 \rangle_{iv}^{1/2}$	0.65	0.77	0.68	0.85

We should like to point out that the classical and rotational components of the baryon mass are much smaller as compared to the original Skyrme model. One can see a partial restoration of the chiral symmetry at small distances which appears as a suppression of the chiral kinetic term in (11) due to a deviation of the function $\rho(x)$ from its asymptotic value equal to 1. (See Fig.2).

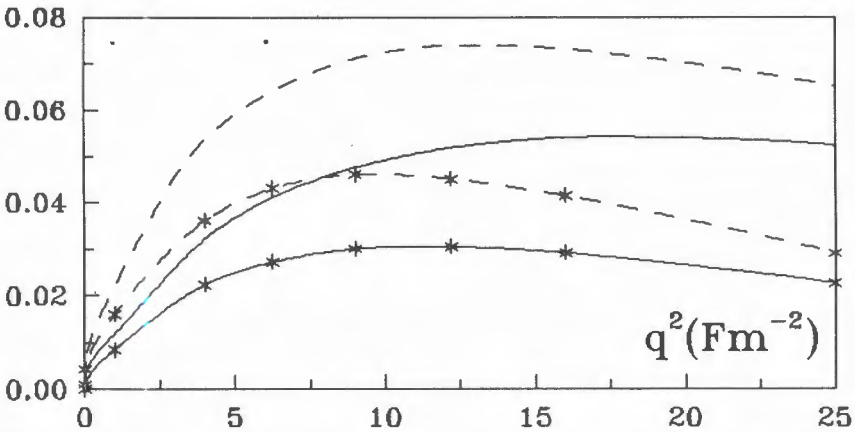


Fig.4. Electromagnetic form factor of a neutron in GSM with vibrations (solid line with centered symbols), without vibrations (dashed line with centered symbols) and OSM with vibrations (solid line), without vibrations (dashed line).

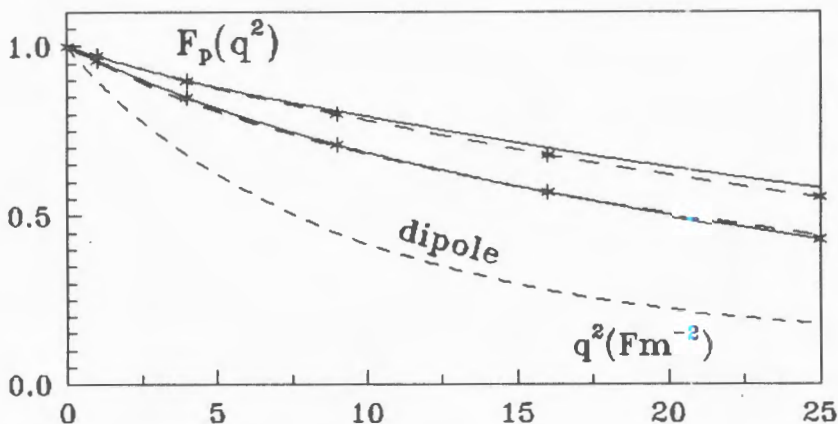


Fig.5. Electromagnetic form factor of proton in GSM and OSM. Notations are the same as for Fig.4.

The model that we have presented is based solely on chiral and conformal anomalies of the QCD and in comparison with the original Skyrme model it leads to the following results:

- (a) The chiral symmetry at small distances partially restored due to the suppression of the chiral kinetic term;
- (b) The classical Skyrmion mass crucially decreases;
- (c) Skyrmion is a very compact object that leads to a large value of the $N - \Delta$ mass splitting;
- (d) The nucleon mass in this model is in good agreement with the experimental one.

References

- [1] Nielsen K. Nucl.Phys. B210 (1977) 212.
- [2] 't Hooft G. Nucl.Phys. B72 (1974) 461;
Witten E. Nucl.Phys. B160 (1979) 57.
- [3] Skyrme T.H.R. Proc.Rol.Soc., London, Ser.A260 (1961) 127; Nucl.Phys. B31 (1962) 556.
- [4] Zahed I. and Brown G. Phys.Rep. 142 (1986) 1.
- [5] Nikolaev V.A. Sov.J.Nucl. 20(2) (1989) 173.
- [6] Meissner U.G. Phys.Rep. 161 (1988) 213.

- [7] Schwesinger B., Weigel H., Holzwarth G., Hayashi A. Phys. Repts. 173 (1989) 1.
- [8] Lacombe M., Loiseau B., R. Vin Mau and Cottingham W. Phys.Rev.Lett. 57 (1986) 1970.
- [9] Gomm M., Jain P., Jonson R. and Schechter J. Phys.Rev. D33 (1986) 3476; Jain P., Jonson R. and Schechter J. Phys.Rev. D35 (1987) 2230; Meissner U.G., Kaiser N. Phys.Rev D35 (1987) 2859; Yabu H., Schwesinger B. and Holzwarth Phys.Lett. B224 (1989) 25; Kopeliovich V.B., Schwesinger B. and Stern B. Phys.Lett. B242 (1990) 145.
- [10] Migdal A. and Shifman M. Phys.Lett. B114 (1982) 445; Cornwall J. and Soni A. Phys.Rev. D29 (1984) 1424.
- [11] Andrianov V. and Novozhilov V. -in Problem of Quantum Field Theory and Statistical Physics v.161, No.7, eds. P.Kulish and V.Popov, Nauka, Leningrad, 1987; Preprint IC/87/411, ICTP, Trieste, 1987; Phys.Lett. B202 (1988) 580.
- [12] Nikolaev V.A., Novozhilov V.Yu. and Tkachev O.G. JINR Preprint E4-88-536, Dubna, 1988.
- [13] Diekmann B. Phys.Rep. 159 (1988) 99; Toki W. Proceedings of the Conf. "Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons" Upton, NY, 1988, Ed. Suh-Urk Chung, AIP Conf.Proc. 185, N.Y., 1989.
- [14] Binon F. Proceedings of the Conf. "Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons" Upton, NY, 1988, Ed. Suh-Urk Chung, AIP Conf.Proc. 185, N.Y., 1989.
- [15] Andrianov A., Andrianov V., Novozhilov V., Novozhilov Yu. Lett.Math.Phys. 11 (1986) 217; Sov.J.Theor.Math.Phys. 70 (1987)1.
- [16] Andrianov A., Andrianov V., Novozhilov V., Novozhilov Yu. JETP Letters 43 (1986) 557; Phys.Lett. B186 (1987) 401.
- [17] Andrianov A. and Bonora L. Nucl.Phys. B223 (1984) 235.
- [18] Gomm M., Jain P., Jonson R. and Schechter J. Phys.Rev. D33 (1986) 801; Lanik J. JINR Rapid Communications N20-86 (1986) 10.

Received on February 28, 1992

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ СКОБЕЛЬЦЫНА — БАЛДИНА О ВЫЛЕТЕ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РАСПАДЕ ^{214}Bi

Ю.Н.Покотиловский, Г.Г.Тахтамышев

Проведена экспериментальная проверка гипотезы^{/1,3/} о возможности рождения с вероятностью $\sim 10\%$ при распаде ^{214}Bi новой частицы ($e^+e^-e^-$) с массой $\sim 1,5 \text{ МэВ}/c^2$ и временем жизни $\sim 10^{-10} \text{ с}$, распадающейся на электрон и γ -квант. Методом измерения спектра электронов (в совпадениях с γ -квантами) от возможного распада таких частиц на лету установлен предел $\sim 10^{-3}$ (уровень достоверности 90%) на вероятность появления такой частицы в распаде ^{214}Bi .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ

Experimental Verification of Skobeltsyn — Baldin Hypothesis
of the Emission of Unstable Particles on Decay of ^{214}Bi

Yu.N.Pokotilovskij, G.G.Takhtamyshev

The hypothesis was verified experimentally of about 10% probability of emission following ^{214}Bi decay of the new particle having the mass $> 1.5 \text{ MeV}/c^2$ and the lifetime $\sim 10^{-10} \text{ s}$ then decaying into an electron and γ -quantum. The limit of the emission of such particles following ^{214}Bi decay was established to be $\sim 10^{-3}$ at a confidence level of 90% by measuring electron spectra in coincidence with γ -quanta from the possible decay of these particles in their flight.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Целью данной работы является проверка гипотезы^{/1/} о возможности рождения в распаде $\text{RaC} (^{214}\text{Bi})$ резонансного состояния ($e^+e^-e^-$) с массой $m \geq 3m_e$ и временем жизни $\sim 10^{-10} \text{ с}$, распадающегося на электрон и γ -квант. Эта гипотеза возникла в связи со следующими тремя обстоятельствами.

1. Не объяснены по сей день экспериментальные результаты Д.В.Скобелцына^{/2/}, который наблюдал аномально большое и неупругое рассеяние γ -лучей из RaC на большие углы и позднее^{/3/} интерпретировал свои наблюдения как рождение с вероятностью 7—12% при β -распаде RaC и распад на лету частицы с массой

$3m_e$ и временем жизни $(2-5) \cdot 10^{-10}$ с на электрон и нейтральную частицу.

2. Узкие (e^+e^-) пики в диапазоне эффективных масс $1,6+1,8$ МэВ наблюдались в последние годы в GSI (Дармштадт) при столкновении очень тяжелых ионов^{/4-6/} при энергиях ниже кулоновского барьера, которые можно интерпретировать как распад неизвестных до сих пор квазисвязанных состояний (e^+e^-).^{/7/}

3. Теоретические расчеты^{/7/} в рамках квазипотенциального подхода для системы из двух фермионов привели к выводу о существовании богатого спектра релятивистских кулоновских уровней.

Схема эксперимента показана на рис. 1. Источник ^{226}Ra (1) мощностью $3,7 \cdot 10^5$ Бк располагался в свинцовом коллиматоре (6) внутри вакуумной камеры (4) (вакуум $\sim 10^{-2}$ торр). Интенсивность источника по ^{214}Bi определялась до и после измерений и контролировалась во время измерений. Толщина герметичного покрытия (TiO_2) источника не превышала 0,3 мкм, что обеспечивало полный выход заряженных частиц из источника. Распады гипотетических ($e^+e^-e^-$)-частиц на распадной базе искали путем измерения спектра электронов при совпадении сигналов от электронного и γ -детекторов, в качестве которых использовались сцинтилляционный пластик размером $\varnothing 78 \times 15$ мм (2) и сцинтиллятор NaI(Tl) размером $\varnothing 150 \times 100$ мм (3) в коллиматоре $\varnothing 95$ мм. Энергетическая калибровка электронного спектрометра производилась с помощью источников конверсионных электронов ^{113}Sn ($E_e = 363$ кэВ) и ^{207}Bi ($E_e = 972$ кэВ), а также по спектрам комптоновского рассеяния γ -лучей^{/8/} из источников ^{88}Y , ^{60}Co , ^{54}Mn . Энергетическое разрешение при $E_e = 1$ МэВ составляло 50% (полная ширина на полувысоте). Эффективность γ -детектора в геометрии эксперимента измерялась с помощью стандартных γ -источников. Для поглощения гипотетических частиц при измере-

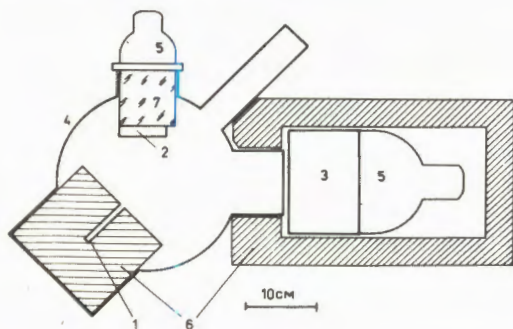


Рис.1. Схема эксперимента: 1 - источник ^{226}Ra . 2 - пластиковый сцинтиллятор $\varnothing 78 \times 15$ мм, 3 - сцинтиллятор NaI(Tl) 150×100 мм, 4 - вакуумная камера, 5 - ФЭУ, 6 - свинцовые коллиматоры и защита, 7 - световод из оргстекла

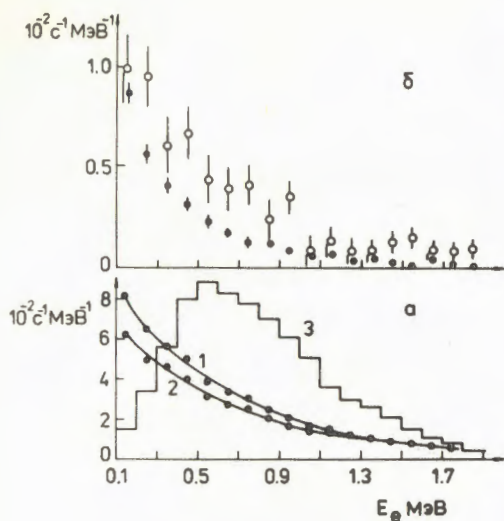


Рис.2. Спектры электронов при совпадениях с γ -квантами: а — измеренные без поглотителя (1) в пучке и с Al-поглотителем толщиной 4 мм (2); расчетный спектр (3); б — при случайных совпадениях с γ -квантами (точки) и разностный спектр (без поглотителя и с поглотителем) с учетом случайных совпадений (крестики)

нии фоновых спектров источник закрывался Al поглотителем толщиной 4 мм, который должен полностью тормозить заряженные частицы с массой больше $3m_e$ в доступном энергетическом интервале

($E_{\text{макс.}} = 2,3 \text{ МэВ}$). Измеренные электронные спектры (при совпадении с импульсом γ -детектора) с поглотителем и без него показаны на рис. 2,а соответственно кривыми 2 и 1 (точки соответствуют энергетическим интервалам по 100 кэВ, статистические погрешности меньше размера точек). Спектр случайных совпадений при измерениях без поглотителя и разностный спектр (за вычетом случайных совпадений) показаны на рис. 2,б точками и кружками соответственно.

Для сравнения экспериментальных данных с проверяемой гипотезой было проведено численное моделирование событий вылета из источника и распада гипотетических частиц на электрон и γ -квант. Моделирование было проведено для масс 1,5; 1,8; 2,0 МэВ/ c^2 , времен жизни $5 \cdot 10^{-11}$, 10^{-10} , $3 \cdot 10^{-10}$, 10^{-9} , $3 \cdot 10^{-9}$ с для трех различных спектров испускаемых ($e^+e^-e^-$)-частиц:

а) фермиевский спектр $N(E) \sim pE(E_0 - E)^2$, где p — импульс, E — полная энергия частицы, E_0 — энергосодержание при β -распаде;

б) равномерный спектр по импульсу;

в) равномерный спектр по скорости частицы; это распределение предполагалось в работе^{/3/}.

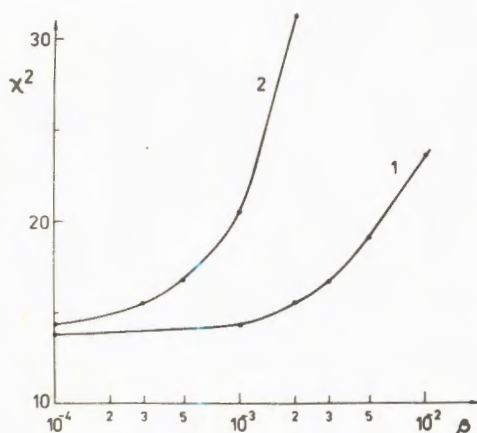
Распад частицы моделировался изотропно в системе покоя частиц, и отбирались события, в которых электрон и γ -квант попадали в соответствующие детекторы. Для отобранных событий строился спектр энергий электронов, причем учитывались эффективность и экспери-

ментальное разрешение спектрометра электронов ($\Delta E \sim E^{1/2}$). Всего таким образом было проведено 45 вариантов моделирования (3 массы $\times$ 3 спектра $\times$ 5 времен жизни) при статистике 10^5 распадов частиц на просматриваемой детекторами распадной базе установки для каждого варианта. На рис. 2,а гистограмма 3 показывает один из результатов такого моделирования для комбинации параметров, предполагаемых в работе^{/3/}: масса 1,5 МэВ, время жизни $3 \cdot 10^{-10}$ с, спектр, равномерный по скорости, вероятность испускания частицы 10% на распад ^{214}Bi . В соответствии с проверяемой гипотезой мы предполагали, что экспериментальный спектр $N_1(E)$ описывается следующим выражением:

$$N_1(E) = (1 + \alpha)N_2(E) + \beta N_3(E),$$

где $N_2(E)$ — экспериментальный спектр, измеренный с поглотителем, $N_3(E)$ — расчетный спектр, α — коэффициент, характеризующий изменение фона совпадений при измерениях с поглотителем, β — вероятность рождения гипотетической частицы на 1 распад ^{214}Bi .

Близкое подобие экспериментальных спектров совпадений, измеренных без поглотителя и с Al-поглотителями толщиной 2, 4 и 8 мм, а также с Pb-поглотителем толщиной 7 см, позволило нам считать параметр α не зависящим от энергии. Ограничение на вероятность β находилось путем минимизации χ^2 при варьировании параметров α и β для 18 экспериментальных точек. Для всех испытанных вариантов минимальное значение $\chi^2 = 13,5$ соответствовало $\beta = 0$. На рис.3 показаны типичные кривые зависимости χ^2 от β . Ограничение



с 90% уровнем достоверности в нашем случае соответствует значению χ^2 , на 4,6 превышающему минимальное значение χ^2 (величина 4,6 следует из распределе-

Рис.3. Зависимость χ^2 от вероятности рождения гипотетической частицы β при двух комбинациях параметров: 1 — $m = 1,5$ МэВ, $\tau = 5 \cdot 10^{-11}$ с, спектр равномерный по импульсу; 2 — $m = 1,5$ МэВ, $\tau = 3 \cdot 10^{-11}$ с, спектр Ферми

ния χ^2 для двух степеней свободы). В таблице приведены полученные ограничения на параметр β , соответствующие 90% уровню достоверности. При наших предположениях о форме спектра, массе и времени жизни относительная доля гипотетических частиц в распаде RaC не превышает 1%, а для гипотезы ^{/1-3/} ограничение составляет 10^{-3} , что почти на 2 порядка ниже величины, приведенной в ^{/1,3/}.

Таблица. Ограничения на вероятность $\beta (\times 10^3)$ рождения гипотетической частицы ($e^+e^-e^-$) в распаде ^{214}Bi на уровне достоверности 90% при различных предположениях о массе M , времени жизни τ и форме спектра испускаемых частиц

τ, c M, MeV	$5 \cdot 10^{-11}$	10^{-10}	$3 \cdot 10^{-10}$	10^{-9}	$3 \cdot 10^{-9}$	Форма спектра частиц
1,5	3 4,5 7	1 1,5 3,5	0,7 1,25 1,8	1,5 4 3,5	5 4,5 6	Ферми Равномерный по импульсу Равномерный по скорости
1,8	3,5 4 8	0,8 0,9 3,5	0,5 0,5 1	0,7 1,3 2,5	2 3 3	Ферми Равномерный по импульсу Равномерный по скорости
2,0	5 4,5 8	0,8 0,8 2	0,3 0,5 0,8	0,6 0,7 1,5	1 2,5 2,5	Ферми Равномерный по импульсу Равномерный по скорости

Таким образом, вопрос о том, что же наблюдалось в экспериментах Скобельцына, следует считать открытым. В связи с этим нужно отметить, что в нашем эксперименте не проверялось предположение о возможности распада частицы на электрон и нейтральную нерегистрируемую частицу.

В заключение авторы выражают благодарность Л.Б.Пикельнеру и В.И.Фурману за поддержку работы, В.Г.Шумкову, А.А.Михайлову и В.Г.Рогозовцу за изготовление источников и С.Б.Борзакову за проведение контрольных измерений активности источников.

Литература

1. Балдин А.М. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ № 3[42]-90, Дубна, 1990, с.4; Краткие сообщения по физике (ФИАН) № 6, 1990, с.42,

2. Скобелыцын Д.В. — Известия АН СССР, сер. физ., 1938, 1-2, с.75; Степанова Е.Г. — Там же, с.91; Скобелыцын Д.В. — ДАН АН СССР, 1938, 21, с.435.
3. Скобелыцын Д.В. — В кн.: Памяти С.И.Вавилова, М.: Изд-во АН СССР, 1952, с.292.
4. Kienle P. — Nucl. Phys., 1988, A478, p.297.
5. Salabura P. et al. — Phys. Lett., 1990, B245, p.153.
6. Bokemeyer H., Koenig W. — Preprint GSI-91-45, 1991.
7. Арбузов Б.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, с.236.
Arbuzov B.A. et al. — Phys.Lett., 1990, B240, p.477;
Mod.Phys.Lett., 1990, A5, p.1441.
8. Dietze G., Klein K. — NIM, 1982, 193, p.549.

Рукопись поступила 10 февраля 1992 года.

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ Bi И Pb В РЕАКЦИЯХ $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко,
Ю.А.Музычка, Г.С.Попеко, Б.И.Пустыльник, Г.М.Тер-Акопьян,
В.И.Чепигин

Проведены измерения абсолютных сечений (xn) - и (p, xn) -каналов в реакциях $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$ в области энергий возбуждения 40—70 МэВ. Сравнение экспериментальных сечений с расчетами по модифицированной программе ALICE показало, что удовлетворительное согласие можно получить в предположении о значительном уменьшении барьеров деления для нейтронодефицитных изотопов Pb—Bi. С привлечением данных о сечениях (xn) - и (p, xn) -каналов для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$, $^{24,26}\text{Mg} + ^{181}\text{Ta}$, $^{40}\text{Ca} + ^{159}\text{Tb}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ проведен анализ степени обоснованности такого заключения.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Cross Sections of the Production of the Neutron-Deficient Isotopes of Bi and Pb in Reactions $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$

A.N.Andreev et al.

The absolute cross section measurements of the (xn) - and (p, xn) -channels in the reactions $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$ in the excitation energy range of 40—70 MeV were carried out. Experimental cross sections are compared with the model calculations using a modified program ALICE and it is shown that satisfactory agreement can be achieved by the assumption of a significant decrease of the fission barriers for the neutron-deficient isotopes Pb—Bi. The analysis of the validity of this conclusion with the account of the data on the cross sections of the $(x n)$ - and (p, xn) -channels for the reactions $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$, $^{24,26}\text{Mg} + ^{181}\text{Ta}$, $^{40}\text{Ca} + ^{159}\text{Tb}$ and $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ is carried out.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

При обсуждении данных о сечениях образования нейтронодефицитных изотопов At и Po в реакциях полного слияния с ионами ^{40}Ar , ^{40}Ca и $^{24,26}\text{Mg}$ ^{/1/} было отмечено, что степень согласия экспериментальных результатов с расчетом по статистической модели^{/2/} постепенно ухудшается по мере увеличения нейтронного дефицита исследуемых нуклидов.

Для наиболее нейтронодефицитных изотопов At и Po, образующихся в реакции $^{40}\text{Ca} + ^{159}\text{Tb}$, экспериментальные значения сечений оказались меньше расчетных в 10—15 раз. Для того чтобы выяснить причины такого расхождения, были проведены эксперименты по измерению сечений образования нейтронодефицитных изотопов Bi и Pb в реакциях полного слияния с ионами ^{40}Ar и $^{40}\text{Ca}^{3/}$. Сравнение экспериментальных сечений образования нейтронодефицитных изотопов Bi, образующихся в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$, с расчетом показало, что удовлетворительное согласие достигается только при уменьшении значений жидкокапельных барьеров деления для этих изотопов на $\approx 25\%$ по сравнению со значениями, рассчитанными по модели вращающейся заряженной капли^{/4/}. Целью настоящей работы являлось завершение начатых в работе^{/3/} экспериментов по измерению сечений образования нейтронодефицитных изотопов Bi и Pb в реакциях $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$, а также анализ всей совокупности полученных результатов.

Экспериментальная методика и результаты измерений

Эксперименты проводились на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались выведенные пучки ионов кальция с энергией 215 и 228 МэВ. Изменение энергии ионов с шагом 3—6 МэВ осуществлялось с помощью титановых и алюминиевых поглотителей. Энергия пучка, после прохождения поглотителей, контролировалась по энергии ионов, рассеянных на тонкой (200 мкг/см^2) золотой фольге на угол 30° , измеряемой поверхностно-барьерным полупроводниковым детектором. Разброс энергии ионов пучка не превышал 2%. Средняя интенсивность пучка на мишени составляла $(2-3)10^{11}$ част./с и измерялась цилиндром Фарадея. Мишени были изготовлены из окислов европия толщиной $(500 \pm 50) \text{ мкг/см}^2$. Слои окислов наносились на титановые ($1,35 \text{ мг/см}^2$) и алюминиевые ($0,2 \text{ мг/см}^2$) подложки. Толщина мишеней определялась взвешиванием с точностью не хуже 10%. Изотопное обогащение мишени из европия-153 составило 99,1%, из европия-151 — 97,5%.

Отделение продуктов реакций полного слияния от пучка и продуктов реакций передач осуществлялось с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА^{/5/}, в котором происходило разделение продуктов реакций по электрической жесткости. Продукты реакций полного слияния фокусировались в детектирующую систему, расположенную в фокальной плоскости сепаратора на расстоянии 12 м от мишени.

Детектирующая система состояла из двух времяпролетных детекторов для измерения времени пролета ядер — продуктов реакций и сборки из семи полупроводниковых детекторов для измерения кинетической энергии ядер отдачи и α -частиц. Энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов при их охлаждении до температуры 265 К составляло 30—40 кэВ. Электронная аппаратура позволяла получать и накапливать данные об энергии и времени пролета ядер отдачи, времени их прихода в детектор, об энергии и времени α -распада нуклидов, имплантированных в детектор^{/6/}.

Измерение эффективности сепарации продуктов реакций полного слияния проводилось непосредственно в каждом эксперименте. Для этой цели использовалась калибровочная реакция $^{40}\text{Ar} + \text{естDy}$. Толщина мишени из диспрозия составляла (600 ± 50) мкг/см². За мишенью устанавливался алюминиевый сборник толщиной 1,8 мг/см², который после 15-минутного облучения переносился за время ≈ 30 с к полупроводниковому детектору, расположенному в мишенной камере. В интервале времени 10+15 мин проводились измерения кривых α -распада активностей, имплантированных в сборник. Аналогичные измерения проводились для активности, имплантированной в полупроводниковые детекторы, расположенные в фокальной плоскости сепаратора. Сравнение этих данных позволяло определить величину эффективности сепарации с точностью 25%.

Наблюдавшиеся в рабочих экспериментах α -активности принадлежали, в основном, изотопам висмута и свинца, которые образовывались из компаунд-ядер в (xn) - и (p,xn) -каналах реакций. Идентификация нуклидов проводилась по энергии α -переходов, периоду полураспада и по функциям возбуждения. Характеристики изотопов, используемые для идентификации, брались из работ^{/7—10/}. Были проведены измерения выходов α -активностей в диапазоне энергий возбуждения составного ядра 45—70 МэВ. При расчетах энергий возбуждения компаунд-ядра энергия пучка ионов считалась равной энергии в середине мишени. Потери энергии в подложке и слое мишени учитывались по таблицам^{/12/}. Для расчета величины Q -реакции использовались таблицы масс^{/13/}. Статистическая ошибка для большинства экспериментальных результатов не превышала 5%. Контроль, проведенный по воспроизводимости результатов отдельных измерений, показал, что точность измерений составляет 25% для относительных выходов α -активностей. Для вычисления абсолютных значений сечений использовались значения вероятностей α -распада нуклидов (α -вилки) из работ^{/7,8,11/}. На рис. 1 и 2 показан вид функций возбуждения для (xn) - и (p,xn) -каналов реакций $^{40}\text{Ca} + ^{153}\text{Eu}$

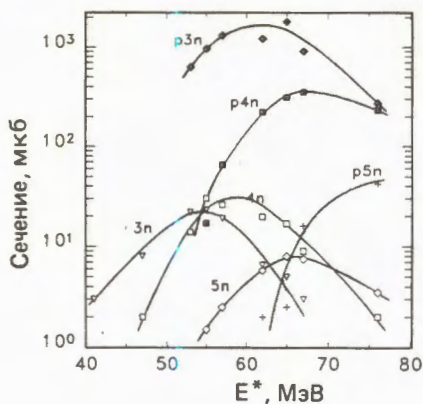


Рис. 1

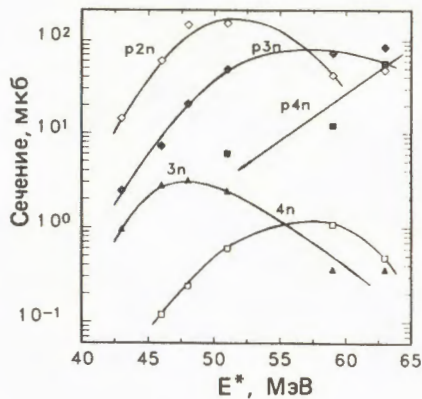


Рис. 2

Таблица 1. Функции возбуждения в реакции $^{153}\text{Eu} + ^{40}\text{Ca}$

E*, МэВ	Сечение, мкб					
	3n	4n	5n	p3n	p4n	p5n
41*	3					
47*	8	2				
53*	22	14		620		
55*	23	30	1,5	950	17	
57	19	26	2,5	1300	65	
62	6	20	6,5	1200	220	2,0
65*	5	17	8,0	1800	310	2,5
67	3	8	7,5	900	350	16
76		2	3,5	270	230	42

* Данные из [3/]

Таблица 2. Функции возбуждения в реакции $^{151}\text{Eu} + ^{40}\text{Ca}$

E*, МэВ	Сечение, мкб				
	3n	4n	p2n	p3n	p4n
43	0,8		12	2	
46	2,3	0,1	50	6	
48	2,6	0,2	125	17	
51	2,0	0,5	130	40	5
59	0,3	0,9	35	60	10
63	0,4	0,4	45	70	47

и $^{40}\text{Ca} + ^{151}\text{Eu}$. В табл. 1 и 2 приведены измеренные значения абсолютных сечений. Погрешность измерений абсолютных сечений составляет, по нашим оценкам, $\pm 40\%$ для изотопов висмута и $\pm 60\%$ для изотопов свинца и определяется точностью измерения эффективности сепарации компаунд-ядер, толщины и однородности мишени, тока и энергии пучка бомбардирующих ионов, а также точностью табличных значений для α -вилок.

Обсуждение результатов

Для анализа экспериментальных данных нами использовалась модифицированная программа ALICE, основанная на широко распространенном статистическом подходе для расчетов процесса девозбуждения образующихся компаунд-ядер. Подробно эта программа расчетов описывалась нами ранее^{/1,2/}, и поэтому мы лишь кратко напомним основные положения модели и значения параметров, используемых при расчетах. Ширины для испарения частиц (нейтронов, протонов и α -частиц) вычислялись по модели Вайскопфа — Эвинга, делительные ширины — по модели переходного состояния Бора — Уиллера^{/14–15/}. Энергия связи частиц рассчитывалась по Майерсу и Святецкому. Для исследуемых изотопов Bi они близки к значениям, получаемым по массовой формуле Лирана — Зельдеса^{/13/}. Барьеры деления вычислялись по модели вращающейся заряженной капли Козна — Плазила — Святецкого (CPS)^{/14/}. Для рассматриваемых нами изотопов висмута и его ближайших соседей отношение величин барьеров, вычисляемых по модели, учитывающей конечный радиус действия ядерных сил^{/16/}, и модели CPS, приближенно равно 0,94. Для описания плотности уровней использовались соотношения модели ферми-газа.

Основными параметрами модели являются величина барьера деления B_f (параметр C), отношение асимптотических значений плотности уровней a_f/a_v и величина критического углового момента $l_{кр}$. Поскольку используемый нами подход является в значительной степени феноменологическим, то важное значение приобретает вопрос обоснованности и однозначности выбора этих величин.

Целью расчета являлось оптимальное описание значений сечений в максимумах функций возбуждения. В этом случае более 90% величины поперечного сечения в максимуме функции возбуждения достигается при значениях $l < 25 < l_{кр}$. Поэтому выбор способа определения $l_{кр}$ не имеет принципиального значения.

Для нейтронодефицитных изотопов висмута, получающихся в исследуемых реакциях, можно пренебречь оболочечной поправкой, равной $\Delta W_f < 1$ МэВ. В этом случае остается только два свободных параметра: множитель C при жидкокапельном барьере деления и величина отношения a_f/a_v . Известно, что влияние изменения этих параметров на величину поперечного сечения испарительных реакций качественно подобно, и довольно трудно разделить вклад каждого параметра.

Проблема выбора величины отношения a_f/a_v при анализе процесса девозбуждения преактинидных составных ядер анализировалась в ряде работ (см., например, обзор^{/18/}), ее значения в различных моделях колеблются в пределах от 0,95 до 1,1, однако во всех работах отмечается слабая зависимость a_f/a_v от массового числа. Следует отметить, что хорошее описание делимости во всех реакциях, для близких к линии β -стабильности изотопов Hg, Pb, Bi, получено при значениях параметра $a_f/a_v = 1,0^{/19/}$, в том числе для изотопов $^{194-198}\text{Hg}$, $^{199-204}\text{Pb}$, $^{206,208}\text{Po}$. С учетом этих соображений, а также отмеченной слабой зависимости этой величины от нуклонного состава ядра, отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительных каналах было зафиксировано и равно $a_f/a_v = 1,0$.

Таким образом, единственным варьируемым при анализе экспериментальных данных параметром являлся множитель C при жидкокапельном барьере деления.

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов показано на рис. 3 и 4. По оси абсцисс отложены числа нейтронов в конечных ядрах-продуктах. Сплошными кружками показаны экспериментальные значения сечений в максимумах выходов для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}^{/3/}$; квадратами и треугольниками — значения сечений для реакций $^{40}\text{Ca} + ^{153}\text{Eu}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{151}\text{Eu}$ соответственно. Линиями изображены результаты расчетов. Расчеты показали, что для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ хорошее согласие с экспериментальными данными получается при значении параметра $C = 0,75$, для реакции $^{40}\text{Ca} + ^{153}\text{Eu}$ при $C = 0,68$ и для реакции $^{40}\text{Ca} + ^{151}\text{Eu}$ с при $C = 0,63$. Другими словами, для того чтобы согласовать результаты расчетов с экспериментальными данными, нам необходимо существенно увеличивать делительные ширины распада образовавшихся составных ядер висмута по сравнению с результатами, полученными при использовании общепринятых значений параметров капельной модели. При этом приходится заметно уменьшать значение масштабного множителя C при переходе ко все более нейтронодефицит-

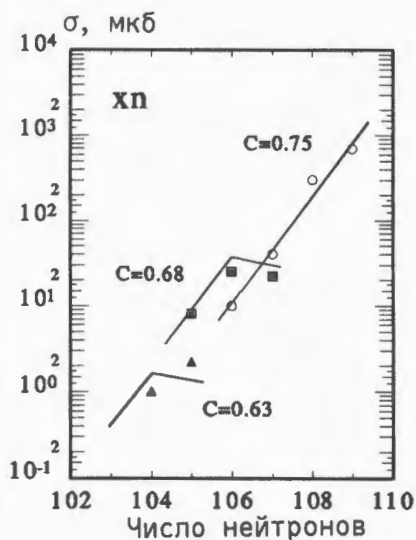


Рис. 3

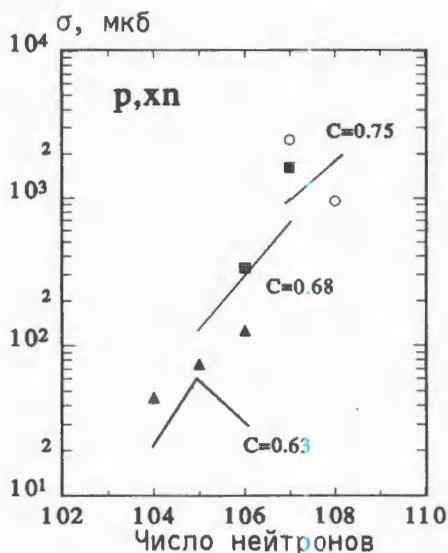


Рис. 4

ным составным ядрам. Естественно, что делая такой вывод, мы должны быть уверены, что правильно учитываем другие каналы, конкурирующие с вылетом нейтронов, т.е. каналы с вылетом заряженных частиц. О том, что мы не допускаем здесь больших погрешностей, свидетельствует тот факт, что при тех же значениях параметра C получено вполне удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для (p, xn) -каналов реакций, изучавшихся в данной работе (см. рис.4).

Дискуссия

Полученные результаты можно сопоставить с результатами наших предыдущих работ^{1,3/}, в которых изучались сечения образования нейтронодефицитных изотопов At—Bi в реакциях полного слияния с ионами $^{24,26}\text{Mg}$, ^{40}Ag и ^{40}Ca . Такое сопоставление показано на рис.5, где приведены значения коэффициентов C , дающих наилучшее согласие расчетных и экспериментальных величин сечений для (xn) - и (p, xn) -каналов в зависимости от числа нейтронов в конечном ядре-продукте. Рисунок совершенно четко демонстрирует монотонное уменьшение параметра C при убывании числа нейтронов. Вместе с

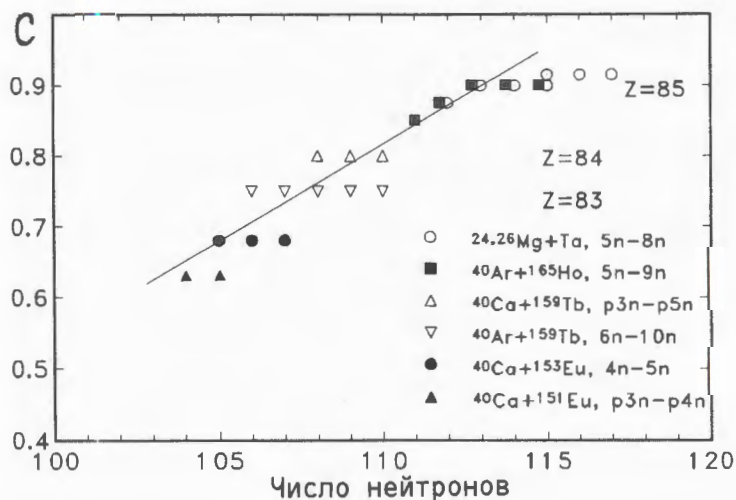


Рис. 5

тем следует подчеркнуть, что проведенная через точки прямая является в определенном смысле условной. Об этом, в частности, свидетельствуют горизонтальные ряды точек для каждой реакции. Приведенный рисунок отражает прежде всего тот факт, что по мере увеличения нейтронного дефицита нарастает расхождение между значениями сечений, рассчитываемыми в предположении постоянства коэффициента C и измеряемыми в эксперименте. Для наиболее нейтронодефицитных изотопов Bi—Pb, при использовании в расчетах коэффициента $C = 0,9$, являющегося оптимальным для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$ и $^{24}\text{Mg} + ^{181}\text{Ta}$, расхождение превышает два порядка величины. Следует также отметить, что результаты получены при использовании в качестве бомбардирующего иона близких частиц $^{40}\text{Ar} - ^{40}\text{Ca}$, а также тот факт, что тенденция уменьшения значений коэффициента C с ростом нейтронного дефицита наблюдается как при низких (40—50 МэВ), так и при высоких (100—120 МэВ) энергиях возбуждения компаунд-ядер.

Наблюдаемое различие между значениями барьеров деления, извлекаемых из анализа функций возбуждения испарительных реакций, и результатами теоретических расчетов^{/4,16/} далеко выходит за рамки разброса результатов, связанных с различиями в используемых вариантах капельной модели и, по-видимому, указывает на реальное уменьшение жидкокапельного барьера.

Традиционным возражением против такого предположения является вопрос о корректности учета в расчетах вкладов в полное сечение реакции каналов с испарением заряженных частиц. При обсуждении результатов мы уже отмечали, что наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента как для (xn) -каналов реакций, так и для (p, xn) -каналов при одном и том же значении коэффициента C (см. также^{/17/}). Малые значения α -вилка для соответствующих продуктов реакции не позволяют нам сделать такое же сравнение для (α, xn) -каналов в данной области ядер. Однако при исследовании сечений образования сильно нейтронодефицитных изотопов $As-Fg$ в реакции $^{20}Ne + Au^{/17/}$ было получено хорошее согласие с расчетом при одинаковом значении параметра C для всех каналов реакций, включая (α, xn) -канал. Это дает основания считать, что и в области изотопов $At-Pb$ учет вклада (α, xn) -канала сделан достаточно корректно, т.к. различие используемых в расчетах и экспериментальных^{/20/} значений энергий связи нейтронов, протонов и α -частиц в данной области ядер не превышает 0,5 МэВ.

Мы сочли необходимым провести данное обсуждение, чтобы обратить внимание на то, что при фиксированном наборе параметров расчет не может описать наблюдающееся в эксперименте быстрое падение сечений в испарительном канале реакций.

Мы не считаем, что приведенных аргументов достаточно для однозначного утверждения о более быстром, чем это предсказывает теория, уменьшении барьеров деления в области нейтронодефицитных изотопов $At-Pb$. Однако, по нашему мнению, такой вариант интерпретации результатов не может быть исключен из рассмотрения.

Авторы благодарны профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы.

Литература

1. Андреев А.Н. и др. — ЯФ, 1990, т.52, вып.3(9), с.540.
2. Музычка Ю.А., Пустыльник Б.И. — В сб.: Труды Межд. школы-семинара по физике тяжелых ионов, ОИЯИ ДЗ-83-644, Дубна, 1983, с.420.
3. Зейналов Ш.С. и др. — Сообщение ОИЯИ P15-90-513, Дубна, 1990.
4. Cohen S. et al. — Ann.Phys., 1974, v.82, p.557.
5. Yermine A.V. et al. — NIM, 1989, A274, p.529.
6. Андреев А.Н. и др. — Сообщение ОИЯИ P13-91-34, Дубна, 1991.

7. Westmeier W., Merklin A. — Cathalog of Alpha-Particles from Radioactive Decay, No.29—1, Karlsruhe, 1985.
8. Coenen E. et al. — Phys.Rev.Lett., 1985, v.54, p.1783.
9. Schneider J. — Report GSI-84-3, Darmstadt, 1984.
10. Schrewe V.J. — Phys.Lett., 1980. v.91B, No.11, p.46.
11. Quint A.B. — Report GSI-89-22, Darmstadt, 1989, p.28.
12. Northcliff R.L., Shilling R.F. — Nucl.Data Tables, 1970, A7.
13. Liran S., Zeldes N. — Nucl.Data Tables, 1976, v.17, p.431.
14. Weisskopf V.F., Eving D.H. — Phys.Rev., 1940, v.57, p.472.
15. Bohr N., Wheeler J.A. — Phys.Rev., 1939, v.56, p.426.
16. Krappe H.J. et al. — Phys.Rev., 1979, v.C20, p.992.
17. Андреев А.Н. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ 4[50]-90, Дубна, 1990, с.12.
18. Игнатьюк А.В. и др. — ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.709.
19. Бейзин С.Д. и др. — ЯФ, 1983, т.37, с.809.
20. Wapstra A.H. et al. — ADND, 1988, 39, p.281.

Рукопись поступила 5 марта 1992 года.

АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА КАМЕР ДЕЛЕНИЯ КНТ-8

В.М.Дьяченко, В.М.Назаров, А.Ф.Мартынов, К.Д.Толстов,
Т.А.Юдина*

Представлены результаты измерения относительной эффективности камер деления КНТ-8 с использованием реактора БР-1 и источника ^{252}Cf , а также данные абсолютной калибровки на нейтронном пучке реактора ИБР-2. Получено, что при площади радиатора камер 2 см^2 эффективная для регистрации нейтронов масса ^{238}U составляет $(1,5 \pm 0,2)$ мг.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Absolute Calibration of the KNT-8 Fission Chambers

V.M.D'yachenko et al.

The results of the measurement of the relative efficiency of the KNT-8 fission chambers with the use of the BR-1 reactor and the ^{252}Cf source as well as the data of absolute calibration on the neutron beam of the IBR-2 reactor are presented. At the radiator square being 2 cm^2 , the effective mass of natural uranium in the fission chambers for the neutron detection has been found to be (1.5 ± 0.2) mg.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Введение

Импульсные камеры деления, радиаторы которых содержат делящиеся изотопы (^{232}Th , ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}U , ^{239}Pu и др.), характеризуются широким (до 10^{14} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$) диапазоном измерения плотностей потоков нейтронов при внутриреакторных и других исследованиях. Используются они для абсолютных и относительных измерений нейтронных полей, для измерения сечений деления ядер, для изучения свойств осколков деления и для решения других задач.

Одними из достоинств камер КНТ-8 являются их малые размеры (диаметр 7 мм, длина 7 мм), что позволяет проводить измерения плотностей потоков нейтронов с незначительным их возмущением (не более 0,3% для тепловых нейтронов)^{/1/}, а также тот факт, что

*Физико-энергетический институт, Обнинск

их радиаторы, представляющие природную смесь изотопов урана, предназначены также для оценки вклада в измеряемые спектры тепловых и быстрых нейтронов. Технологический разброс в толщине радиатора и другие причины приводят к разбросу чувствительности камер, поэтому для ряда задач необходима их абсолютная калибровка.

Методика эксперимента

Для регистрации импульсов от осколков деления, возникающих под действием нейтронов в камерах КНТ-8, используется 56-канальный блок зарядово-чувствительных усилителей ЗЧУ, с коэффициентом передачи $5 \cdot 10^{12}$ В/Кл. Длительность электронного импульса на выходе ЗЧУ 1 мкс, время нарастания 0,1 мкс. С ЗЧУ сигналы через формирователи импульсов поступают на счетверенные двоичные счетчики, считывание информации с которых осуществляется в ЭВМ.

Согласно паспортным данным, толщина активного слоя радиатора 5 мг/см^2 , масса ~ 10 мг. Следовательно, суммарная α -активность, обусловленная основными компонентами радиаторов КНТ-8 — изотопами ^{234}U , ^{235}U , ^{238}U , составляет ~ 250 расп./с.

Пробег α -частиц, испускаемых естественным ураном, в материале радиатора равен $\sim 18 \text{ мг/см}^2$ [2], поэтому практически все они попадают в чувствительный объем камер. Трехкратное наложение импульсов от α -частиц может создать импульс, сравнимый по амплитуде с импульсом от осколка деления, однако число таких наложений пренебрежимо мало и составляет $8 \cdot 10^{-6}$ имп./с.

Для выбора оптимальных режимов работы снимались счетные характеристики камер, которые в диапазоне $100 \div 800$ В выходят на плато. В качестве рабочего напряжения выбрано 500 В.

На рис. 1 приведен амплитудный спектр сигналов на выходе ЗЧУ. Там же показана

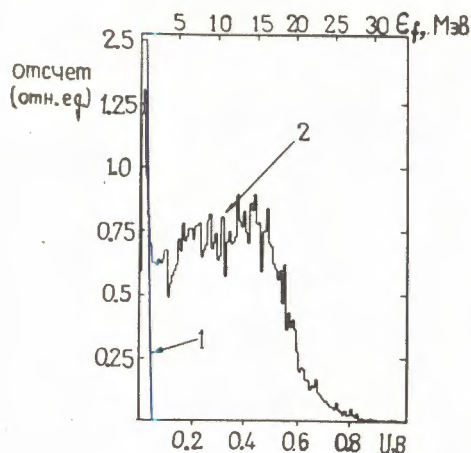


Рис. 1. Амплитудный спектр сигналов на выходе зарядово-чувствительного усилителя: 1 — область шумов ЗЧУ и собственного α -фона камер КНТ-8; 2 — область сигналов от осколков деления

ны расчетные значения E_f — энерговыделения в рабочем объеме камер от осколков деления. С целью исключения регистрации шумов усилителей и собственного α -фона камер КНТ-8 порог дискриминации формирователей выставлен на уровне 50 мВ. Как видно из рис.1, средняя энергия, теряемая осколками в объеме камер, равна 10 МэВ, что составляет 5—10% (в зависимости от массы) от средней кинетической энергии осколков деления ^{238}U . Этот результат совпадает с данными ионизационных потерь для легких осколков деления, которые в аргоне при давлении 3 ат равны 5,8 МэВ/мм^{1/3}.

Для проверки идентичности работы ЗЧУ и камер деления первоначальная калибровка осуществлялась на реакторе БР-1 (ФЗИ) при нулевой мощности ($P = 0,03$ Вт), а также с использованием нейтронного источника ^{252}Cf , расположенного в парафиновом блоке (рис.2). Активность источника $(3,89 \pm 0,31) \cdot 10^7$ нейтр./с. В ходе измерений осуществлялось вращение центральной цилиндрической части блока на 360° через 45° для устранения асимметрии потока замедляющихся нейтронов, связанной с возможной неоднородностью парафинового цилиндра, а также проверялось влияние взаимной перестановки камер в различные каналы парафинового блока. Во всех измерениях проверялось влияние каналов усиления на показания камер деления.

Полученные при этом данные показали надежность работы измерительных трактов деления и на основании этих измерений были отобраны камеры для окончательной калибровки на реакторе ИБР-2. Часть камер подвергнута химическому анализу калориметрическим методом¹⁴ на количественное содержание естественного урана.

В дальнейшем абсолютная калибровка камер осуществлялась на нейтронном пучке канала П в позиции П2 реактора ИБР-2, расположенной в 720 см от активной зоны.

Плотность потока нейтронов в единицах 10^7 нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ составляет: тепловые — (19 ± 2) , резонансные — $(1,3 \pm 0,15)$, быстрые — 49. Спектр тепловых нейтронов имеет эффективную

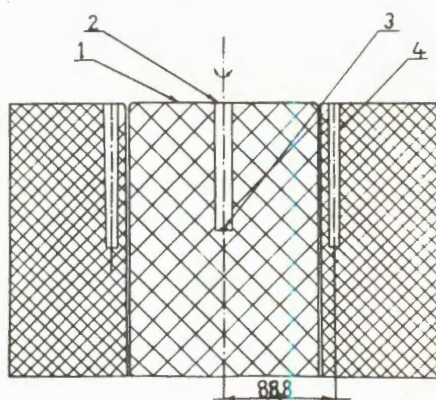


Рис. 2. Парафиновый блок для калибровки камер деления КНТ-8: 1 — центральная вращающаяся часть блока, 2 — канал для размещения источника, 3 — нейтронный источник ^{252}Cf , 4 — 50 каналов для размещения камер деления

длину волны $1,8 \text{ \AA}$ ($0,0253 \text{ эВ}$), а спектр резонансных нейтронов изменяется как $1/E^{0,98 \text{ } ^{1/5}}$.

Для измерения интенсивности нейтронного потока использовалась реакция радиационного захвата в фольгах из естественного урана с образованием ^{239}Pu .

Диаметр урановых фольг $\sim 8 \text{ мм}$, толщина $\sim (1,86 \pm 0,1) \text{ г/см}^2$. Выбор материала фольг определяется целесообразностью использования одного и того же материала как в камерах деления, так и в фольгах, а также наличием большого количества известных с хорошей точностью экспериментальных данных по (n, f) - и (n, γ) -реакциям на уране в широком диапазоне энергии нейтронов.

Экспонирование камер и активационных фольг проводилось на нейтронном канале в течение 3 часов (фактор насыщения $\sim 0,995$) с использованием метода кадмевой разности, что позволило учесть вклад тепловых нейтронов в общий поток. Толщина кадмиевого фильтра $0,5 \text{ мм}$.

Для уменьшения вклада в измеряемый гамма-спектр короткоживущих осколков деления урана наведенная активность фольг измерялась на полупроводниковом Ge(Li) -детекторе с рабочим объемом 50 см^3 спустя 5 часов после окончания облучения, что, в частности, обеспечивало $99,9\%$ распад ^{239}U .

Энергетическое разрешение детектора — $2,5 \text{ кэВ}$ для линий эталонного гамма-источника ^{60}Co .

Результаты эксперимента

Результаты калибровки с использованием ^{252}Cf нейтронных пучков реакторов БР-1 и ИБР-2 представлены на рис. 3, из которого видно, что чувствительности камер из различных партий отличаются не более чем на 10% . Некоторыми причинами такого отклонения являются следующие: различие в давлении, количестве и чистоте газов (Ar и Ne), наполняющих рабочий объем камер, и неравномерность нанесения уранового покрытия радиаторов^{1/}.

Как видно из рис. 1, эффективность регистрации осколков деления слабо зависит от порога дискриминации, а следовательно, и от незначительных колебаний коэффициентов передачи ЗЧУ. Так как спектр осколков деления, попадающих в рабочий объем камеры, непрерывный, интегральная счетная характеристика камер КНТ-8 не имеет плато. Ее наклон составляет $0,1\%$ на 1 мВ .

Из того факта, что средний полный пробег осколков деления в уране равен $\sim 2 \text{ мг/см}^{1/3}$, следует, что эффективно регистрирующим

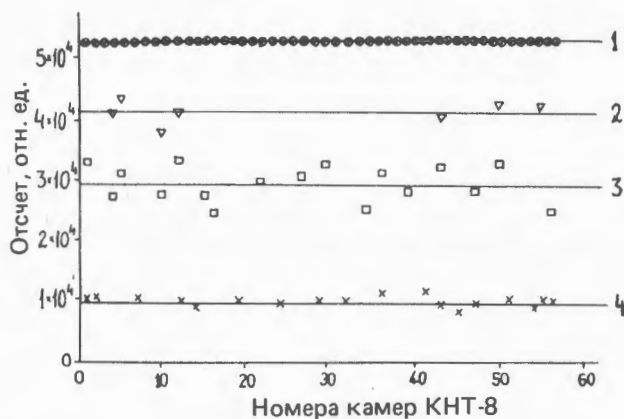


Рис. 3. Результаты калибровки камер деления КНТ-8: 1 — показания ЗЧУ при имитации нейтронной вспышки, 2 — показания КНТ-8 на реакторе ИБР-2, 3 — калибровка с использованием ^{252}Cf , 4 — калибровка камер на реакторе БР-1

является лишь поверхностный слой. На это указывает и анализ данных calorimetric исследований, свидетельствующий о слабой корреляции ($\delta = 0,48$) между толщиной радиатора (см. табл.) и чувствительностью камер (рис.3, кривая 4).

По выходу ядер ^{239}Np значение плотности потока тепловых нейтронов составило $(18,6 \pm 0,1) \cdot 10^7$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, что находится в хорошем согласии с характеристиками нейтронного пучка, приведенными выше, причем кадмиевое отношение для КНТ-8 составило $(5,2 \pm 0,2)$, а по активационным измерениям $2,71 \pm 0,3$.

Среднее значение чувствительности камер КНТ-8 к тепловым нейтронам определено $(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$ имп./ $(\text{нейтр.}/\text{см}^2)$, что соответствует эффективной массе ^{235}U $(1,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ мг.

Таблица

Номер камеры	Абсолютное содержание урана в камере, мг
7	$15,36 \pm 0,36$
36	$8,45 \pm 0,17$
41	$11,40 \pm 0,23$
45	$7,36 \pm 0,15$
47	$11,44 \pm 0,23$
54	$3,25 \pm 0,06$

Примечание: номера камер соответствуют камерам, указанным на рис.3.

Учитывая соотношение ^{235}U и ^{238}U в естественном уране, получаем для эффективной массы ^{238}U камер КНТ-8 значение $(1,5 \pm 0,2)$ мг. Это соответствует расчетной чувствительности к нейтронам деления $\eta = (2,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$ имп./ (нейтр./см²).

Измерения с использованием реактора БР-1 и источника ^{252}Cf дают аналогичные результаты, однако с меньшей точностью. Статистическая точность результатов калибровки составляет 1%.

В заключение авторы выражают благодарность И.И.Марьину за помощь в подготовке аппаратуры, С.С.Павлову и А.В.Стрелкову за содействие в проведении измерений.

Литература

1. Дмитриев А.Б., Малышев Е.К. — Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. М.: Атомиздат, 1975.
2. Northcliffe L.C., Schilling R.F. — Nuclear Data Tables, 1970, A7, p.233.
3. Mckenzie I.M. — Making Fission Counters for Neutron Monitoring. Nucleonics, 1959, January, p.48.
4. Химия актиноидов. Под ред. Дж.Каца, Г.Сиборга, Л.Морсса. М.: Мир, 1992.
5. Назаров В.М. и др. — В сб.: Современные направления в акти-вационном анализе в ОИЯИ. ОИЯИ, Д14-88-833, Дубна, 1988, с.6.

Рукопись поступила 6 февраля 1992 года.

PHENOMENOLOGY OF VERY HIGH MULTIPLICITY PRODUCTION PROCESSES

J. Manjavidze*, A. Sissakian

A classification is proposed for possible asymptotic production cross sections σ_n with respect to n which is independent of concrete models of strong interactions and a physical meaning of the classification is explained on the basis of the statistical physics picture.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Феноменология процессов рождения с очень большой множественностью

И. Манджавидзе, А. Сисакян

Предложена классификация возможных асимптотических сечений рождения σ_n по n , не зависящая от конкретных моделей сильного взаимодействия. На основе аппарата статистической физики объяснен физический смысл этой классификации.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

1. Let us consider the multiple production of hadrons when their number n is very large

$$n \gg \bar{n}(s). \quad (1)$$

Here $\bar{n}(s)$ is the mean multiplicity defining the natural scale of values n at a given energy. Interest in this region (1) stems from the expectation to get further information that would refine our knowledge of the quark-gluon plasma physics.

Since there is no quantitative theory, it would be well to develop a general picture of physical phenomena in the region (1) which is independent of model notions formed by investigations in the region $n \sim \bar{n}$. We shall construct this phenomenological picture on the basis of the statistical mechanics by representing a final state of the process as a (microcanonical) ensemble. For this purpose we introduce the density matrix $\rho(\beta, z)$, such that the production cross section of n particles is

$$\sigma_n(s) = \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{dz}{z^{n+1}} \frac{1}{2\pi i} \frac{1}{\sqrt{s}} \int \frac{d\beta}{2\pi} \beta^2 I_1(\beta\sqrt{s}) \rho, \quad (2)$$

$\text{Re } \beta > 0$

* Tbilisi State University, Georgia

where I_1 is the Bessel function of an imaginary argument (for a detailed derivation of formula (2) see, for instance, ref. [1]).

At large n integration in (2) can be performed by the saddle point method. First, we should find the solutions of the state equations

$$\sqrt{s} = \frac{\partial}{\partial \beta} \ln \rho(\beta, z), \quad (3)$$

$$n = z \frac{\partial}{\partial z} \ln \rho(\beta, z). \quad (4)$$

Under this definition of integrals in (2), $1/\beta$ means the gas temperature of particle production and z means activity (i.e., $(1/\beta) \ln z$ is the chemical potential).

Now we take advantage of the fact that the asymptotics σ_n with respect to n ($n \ll n_{max} = \sqrt{s}/m_\pi$) is defined by the leftmost singularity $\rho(\beta, z)$ in z ($\text{Re } z \geq 0$) and weakly depends on the nature of the singularity. On the basis of the statistical mechanics we assume $\rho(\beta, z)$ to be regular function of z inside the circle $|z| = 1$ [2]. If z_c is the leftmost singularity, then from general considerations one would expect one of the following possibilities to be realized:

$$\begin{aligned} a) \quad & z_c = 1 \\ b) \quad & z_c = \infty \\ c) \quad & 1 < z_c < \infty, \end{aligned} \quad (5)$$

thus providing a classification of possible asymptotics we search for. Now let us elucidate what physical conditions the quantity z_c depends on.

2. First, it is to be noted that the singularity $\rho(\beta, z)$ at finite z is treated as an indication of a phase transition [2, 3]. For instance, let β be such that particles are combined into clusters*. Then, the number of clusters of ℓ particles is $\sim \exp(-\beta \sigma \ell^{d-1/d})$ where $\sigma \ell^{d-1/d}$ is the cluster surface energy ($\ell^{d-1/d}$ is the cluster surface area). Then

$$\rho(\beta, z) \sim \exp \left\{ \sum_{\ell=1}^{\infty} z^\ell \exp(-\beta \sigma \ell^{d-1/d}) \right\} \quad (6)$$

will be singular at $z = 1$ ($d > 1$). This singularity indicates a first order phase transition (condensation).

In calculating the relevant σ_n we consider the following analog model. Let us cover the volume, into which particles are produced, by the net and let the presence of a particle in the node be denoted by (-1) and the absence by $(+1)$.

Now we take advantage of the fact that this model of lattice gas is well described by the Ising model. Switching on a magnetic field $\mathcal{H}$ we can

* More precisely, the decay of clusters produces particles.

control the number of down spins, i.e. the number of produced particles. This means that activity $z = \exp(-2\beta\mathcal{H})$ and $\mathcal{H}$ acts as a chemical potential.

Then the density matrix ρ in the continuous limit is determined by the functional integral [4]

$$\rho(\beta, z) = \int \mathcal{D}\mu e^{-S_\lambda(\mu)}, \quad (7)$$

where the action

$$S_\lambda(\mu) = \int dx \left[\frac{1}{2}(\nabla\mu)^2 - \epsilon\mu^2 + \alpha\mu^4 - \lambda\mu \right], \quad \alpha > 0, \quad (8)$$

and

$$\epsilon \sim (1 - \beta_c/\beta); \quad \lambda \sim \mathcal{H}. \quad (9)$$

Here $1/\beta_c$ is the phase transition temperature. Assume that $\beta > \beta_c$, i.e., the average spin $\langle\mu\rangle \neq 0$. To simplify the calculations we assume that $\beta/\beta_c \gg 1$ (this ensures small fluctuations in the vicinity of the chosen $\langle\mu\rangle$).

Singularity in $\mathcal{H}$ arises due to the following reason. At $\mathcal{H} = 0$ the potential

$$v = -\epsilon\mu^2 + \alpha\mu^4, \quad \epsilon > 0; \quad (10)$$

has two minima at $\mu_\pm = \pm\sqrt{(\epsilon/2\alpha)}$. Switching on $\mathcal{H} < 0$ we destroy the degeneracy. The left minimum at $\mu = -\sqrt{(\epsilon/2\alpha)}$ appears to be lower than the right one. Then, the system in the right minimum (it is described by up spins, which means the absence of produced particles) turns out to be unstable: a tunneling into a lower (stable) minimum is possible.

The above instability is associated with the branching point in the complex plane $\mathcal{H}$ at $\mathcal{H} = 0$ and the discontinuity provides [6]

$$\text{Im } \rho(\beta, z) \simeq \frac{a_1(\beta)}{\mathcal{H}^2} \exp \left\{ -\frac{a_2(\beta)}{\mathcal{H}^2} \right\}, \quad (11)$$

where a_1 and a_2 are independent of $\mathcal{H}$.

Using (11) we find that the solution (4) has the form

$$\bar{z} \simeq \exp \left\{ \frac{8\beta^2 a_2}{n} \right\}^{1/3}, \quad (12)$$

which corresponds to the following asymptotics:

$$\rho_n(\beta) \propto \exp \left\{ -3(\beta^2 a_2)^{1/3} n^{2/3} \right\}, \quad (13)$$

i.e., we see that the singularity at $z = 1$ is associated with the following class of asymptotics: $\sigma_n > O(e^{-n})$.

It is to be noted that $\rho_n(\beta)$ is determined by the contribution of only $\text{Im } \rho$, and metastable states, whose decay is described by $\text{Re } \rho$, are insignificant.

The contribution considered above describes the decay of an unstable (with respect to particle production) state. This decay produces clusters and if the size of a cluster is larger than a critical one, cluster's size infinitely increases with time. During this motion the cluster walls "accelerate", i.e., the larger the number of particles forming a cluster, the smaller energy is needed to add one particle into a cluster [5, 6]. Just this phenomenon is observed in the decrease of $\bar{z}$ with increasing n , see (12).

3. Let us continue the discussion of (7) at $\beta < \beta_c$. In this case the potential (10) has the only minimum at $z = 0$. By switching on the external field there arises a mean held $\bar{\mu} = \bar{\mu}(\mathcal{H})$ that in the first approximation can be found from

$$2|\epsilon|\mu + 4\alpha\mu^3 = \lambda. \quad (14)$$

At large $\mathcal{H}$, which corresponds to asymptotics in n , eq.(14) has the solution

$$\bar{\mu} \simeq (\lambda/4\alpha)^{1/3}. \quad (15)$$

Estimation of the integral (7) in the vicinity of this minimum provides

$$\rho(\beta, z) \sim \exp \left\{ \gamma(\ln z)^{4/3} \right\}; \quad \gamma = \gamma(\beta) > 0. \quad (16)$$

We see that in the case under consideration the singularity is at $z = z_c = \infty$.

Equation (4) has the solution

$$\bar{z} \sim \exp \left(\frac{3n}{4\gamma} \right)^3 \quad (17)$$

that increases (in contrast with the one considered in sec. 2) with n . With (17) one can easily find that

$$\rho_n(\beta) \sim \exp(-\bar{\gamma}n^4), \quad \bar{\gamma} = \bar{\gamma}(\beta) > 0, \quad (18)$$

i.e., decreases faster than e^{-n} .

4. We should like to emphasize that the above considered analog model does not account for the nature of the singularity $\rho(\beta, z)$ at finite z . Therefore, we should clarify our arguments. However, it follows from general considerations that the singularity $\rho(\beta, z)$ at finite z testifies to a phenomenon similar to the phase transition. This means that the particle production should be considered as a result of the decay of "clusters". This process can be described by refining formula (6) as follows: let the probability of the

i -th "cluster" ($i = 1, 2, \dots$) of mass m_i to decay into n_i particles be $\omega_{n_i}(m_i)$. Then, neglecting the interaction between "clusters" (see also ref. [7]) we have

$$\rho(\beta, z) = \exp \left\{ \int_{m_0}^{\infty} \frac{dm}{m} \sigma(m) e^{-\beta m} t(z, m) \right\}, \quad (19)$$

where $\sigma(m)$ is proportional to the average number of mass m clusters and

$$t(z, m) \equiv \sum_{n=1}^{\infty} z^n \omega_n(m), \quad t(1, m) = 1. \quad (20)$$

The "Boltzmann" factor $e^{-\beta m}$ in (19) arises due to the energy-momentum conservation laws. Assuming in (19) $(m - (1/\beta) \ln t)$ to be the total energy of a "cluster" and replacing the integral by the sum, we can arrive at a formula analogous to (6). The phase transition, described in sec.2, in terms of formula (19) corresponds to the integral divergence in the upper limit at $z = 1$.

As an example, let us consider the case when $t(z, m)$ is singular at $z = z_c$, $1 < z_c < \infty$. For instance, let

$$t(z, m) = \left(\frac{z_c - 1}{z_c - z} \right)^{\nu}, \quad \nu > 0. \quad (21)$$

Taking into account that an average number of particles produced in the decay of a "cluster" of mass m

$$\bar{n}(m) = \frac{\partial}{\partial z} \ln t(z, m) \Big|_{z=1} \quad (22)$$

we can express z_c through $\bar{n}(m)$. For formula (21) we get that

$$z_c(m) = 1 + \frac{\nu}{\bar{n}(m)}. \quad (23)$$

It is to be noted that irrespective of the type of singularity only the assumption about $t(z, m)$ tending to infinity at $z = z_c$ defines by (22) the position of a singularity on the right from unity. Moreover, with increasing m the singularity moves to the left. Then, according to the momentum energy conservation laws the production of a particle in the decay of one "cluster" will dominate in the asymptotics in n . Indeed, the production of particles in the decay of two "clusters" $\sim t^2(z, s/4)$ and this contribution in the z plane are associated with the singularity

$$z_c^{(2)} = 1 + \frac{\nu}{\bar{n}(s/4)} > z_c^{(1)} = 1 + \frac{\nu}{\bar{n}(s)}.$$

Assuming that correlations between particles produced in the decay of one "cluster" differ from those between particles produced in the decay of various "clusters"; the afore-said implies the presence of a "phase transition" which is reflected in the change of the nature of correlations with increasing n . However, this transition is smooth without sharp changes. Therefore, it is better called the "structure phase transition".

Thus, after a structure phase transition

$$\rho(\beta, z) \simeq \int \frac{dm}{m} \sigma(m) e^{-\beta m} t(z, m). \quad (24)$$

Hence, one can easily see that

$$\sigma_n(s) \propto e^{-\nu^n / \bar{n}(s)}, \quad (25)$$

i.e., corresponds to the KNO scaling.

Using the above mechanism of phase transition, one can easily find the range of values of n , where the estimate (25) is valid. The correction to (25) due to the production of two clusters is $\sim \exp(-\nu^n / \bar{n}(s/4))$. Hence, if

$$n \geq \frac{1}{\nu} \frac{\bar{n}(s) \bar{n}(s/4)}{\bar{n}(s) - \bar{n}(s/4)}, \quad (26)$$

the estimate (25) is valid. Assuming that the difference $\bar{n}(s) - \bar{n}(s/4) \sim 1$ the structure phase transition begins at $n \sim \bar{n}^2(s)$ (if the production of two clusters has no additional smallness).

Using (21) one can find the ratio of dispersion D to $\bar{n}$ with regard to the production of two clusters

$$\frac{D^2(s)}{\bar{n}^2(s)} \sim 1 - A \frac{\bar{n}(s/4)}{\bar{n}(s)}, \quad (27)$$

where the positive constant A takes into account a relative weight of the production of two clusters. We see that the ratio of dispersion to average multiplicity must increase with energy.

5. Now we shall formulate the main results of the paper.

a) According to our classification the asymptotics

$$\sigma_n > O(e^{-n}) \quad (28)$$

is associated with the phase transition (see also [8]).

b) The asymptotics

$$\sigma_n = O(e^{-n}) \quad (29)$$

of necessity has the form of the KNO scaling. A similar asymptotics is predicted by the inverse binomial distribution in the QCD jet, in the cascade

processes [9] and provides the best agreement with experiment [10]. A structure phase transition at $n \sim \bar{n}^2(s)$ is typical of the asymptotics (30), which naturally accounts for the observed violation of the KNO scaling and increase in $(D/\bar{n})$ with energy [11].

c) For the asymptotics

$$\sigma_n < O(e^{-n}), \quad (30)$$

which is typical of the multiperipheral modes, a slight violation (at least at modern accelerator energies) of the KNO scaling appears to be a pure chance since the scale-invariant structure is the privilege of phase transitions.

In conclusion, we should like to emphasize that the asymptotics (28), (29), (30) have roots in various physical phenomena and only the experimental information in the region $n \gg \bar{n}^2$ (up to $n \sim \bar{n}^2$) may elucidate which of them is realized in practice.

Acknowledgement

The authors are grateful to Professors V.G.Kadyshevsky, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko and A.N.Tavkhelidze for interest in this work and discussions.

References

- [1] E.Byckling, K.Kajantie. Particle Kinematics, John Wiley and Sons (1973).
- [2] C.N.Yang, T.D.Lee. — Phys. Rev., 1952, 87, p.404.
- [3] Q.E.Uhlenbeck, Q.W.Ford. — Am. Math. Soc., 1963.
- [4] J.S.Langer. — Ann. Phys., 1967, 41, p.108.
- [5] S.Coleman. — Phys. Rev. D, 1977, D15, p.2929.
- [6] H.J.Katz. — Phys. Rev. D, 1978, D17, p.1056.
- [7] J.Manjavidze. — Yad. Phys., 1979, 30, p.1089.
- [8] L.McLerran. — Rev. Mod. Phys., 1986, 58, p.1021.
- [9] Furmansky, K.Petronzio, G.Veneziano — Nucl. Phys. B, 1975, B98, p.493.
- [10] N.Schmitz. Conf. on Multiparticle Dynamics (La Thuile), Festschrift L.Van Hove (1989).
- [11] G.J.Alner et. al. UA5 Coll. — Phys. Lett. B, 1986, 167B, p.476.

Received on March 5, 1992

THE BOLTZMANN TEMPERATURE OF NEGATIVE PIONS IN INELASTIC (d, α, C)+(C, Ta) COLLISIONS AT 4.2 A GeV/c

S.Backović¹, D.Salihagić^{1,2}, Lj.Simić³, D.Krpić⁴, R.R.Mekhdiyev⁵,
A.P.Cheplakov, S.Yu.Sivoklokov⁶

The slopes of the noninvariant center-of-mass energy spectrum of negative pions in inelastic collisions of nuclei d, α, C with C and Ta targets at 4.2 A GeV/c are studied. The temperatures of the negative pions are obtained using the Boltzmann approximation of the spectra. The two-temperature shape of c.m. energy spectra is observed. The values of temperature do not depend significantly both on collision «centrality» and on atomic weight of the projectile nuclei.

The experimental results are compared with the calculations in the framework of the quark-gluon string model. The influence of resonances and directly produced pions on temperature values is studied.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Больцмановская температура отрицательных пионов в неупругих (d, α, C)+(C, Ta)-соударениях при 4,2 А ГэВ/с

С.Бацкович и др.

Изучены наклоны неинвариантных энергетических спектров отрицательных пионов в системе масс сталкивающихся ядер в неупругих взаимодействиях (d, α, C) с ядрами (C, Ta) при 4,2 А ГэВ/с. С помощью больцмановской аппроксимации спектров получены величины температур отрицательных пионов. Изученные спектры имеют два наклона. Величины температур не зависят заметно ни от «центральности» соударения, ни от атомного веса снаряда. Экспериментальные результаты сравниваются с вычислениями по модели кварк-глюонных струн. Изучено влияние резонансов и прямо рожденных пионов на величины температур.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

¹Faculty of Natural Sciences and Mathematics, University of Montenegro, 81001 Titograd, P.O. Box 211, Yugoslavia

²Now at the Laboratory of High Energy Physics JINR, 141980 Dubna, Russia

³Institute of Physics, University of Belgrade, 11001 Belgrade, P.O.Box 57, Yugoslavia

⁴Faculty of Physics, University of Belgrade, 11001 Belgrade, P.O.Box 550, Yugoslavia

⁵Institute of Physics, Azerbaijan Academy of Sciences, 370143 Baku, Azerbaijan

⁶Scientific Research Institute for Nuclear Physics, Moscow State University, 119899 Moscow, Russia

I. Introduction

The temperature and density of nuclear matter are among the main parameters of an equation of state determining the phase transition mechanism. To obtain the temperature of secondary hadrons in the experiment, one usually estimates the inclusive spectrum slope. So, in paper^{/1/} the inverse slope of the energy spectrum of negative pions emitted at 90° in the center-of-mass system (CMS) of Ne + NaF interactions at 2.1 GeV/nucleon was used to estimate the fireball temperature in the framework of a simple thermodynamic performance. Later^{/2/} for an analogous selection criterium of pions in Ar + KCl at 1.8 GeV/nucleon an apparent temperature of 58 MeV was determined for 95% of the pion total yield and 110 MeV for the remaining 5%.

In this paper we present the temperature values of negative pions obtained for interactions of light d , α and C nuclei with carbon and tantalum at an incident momentum of 4.2 GeV/c per nucleon. A detailed comparison with the calculations based on the mixture of independent hadron collisions (quark-gluon string model, QGSM) has been also made.

II. Experimental Data

The experimental data have been obtained using a 2-m propane bubble chamber placed in a magnetic field of 1.5 T and exposed to beams of light relativistic nuclei at the Dubna synchrophasotron. Three 1 mm thick tantalum plates were mounted inside the chamber. The general characteristics of the interactions and specific methods of data processing were published earlier in papers^{/3/}. Practically all the secondaries emitted at a 4π total solid angle were detected in the chamber. When scanning, all negative particles, except identified electrons, were considered as π^- mesons. The contaminations by misidentified electrons and negative strange particles do not exceed 5% and 1%, respectively. The average minimum momentum for pion

Table I. Statistics of inelastic nuclear collisions

Target	C			Ta		
Projectile	d	α	C	d	α	C
N_{events}	6684	4849	6806	1475	1149	1989

registration is about 70 MeV/c, and the mean error in measuring the π^- meson momentum is $\langle \Delta p/p \rangle \cong 6\%$. The statistics of the observed nuclear interactions is presented in Table I.

III. Temperatures of Negative Pions

To estimate the temperature of negative pions, we have used the predictions of thermodynamic models^{/4/}. In particular, the energy spectrum of negative pions in the CMS of colliding nuclei can be presented using the temperature T of a Maxwell — Boltzmann gas:

$$\frac{d^2N}{dE^*d\Omega} = \text{const} \cdot p^* \cdot E^* \cdot \exp\left(-\frac{E^*}{T}\right), \quad (1)$$

where p^* and E^* are the pion c.m. momentum and total energy, respectively.

Figure 1 shows the c.m. spectra of negative pions produced in inelastic CC and CTa interactions. For equal mass CC interactions the center-of-mass system is the CMS of nucleon-nucleon collisions. For unequal mass (asymmetrical) nuclear interactions we have used the CMS of participant protons^{/5/} which is calculated for each interaction. The dashed lines represent the approximation of the spectra using Eq.(1). In this case the agreement with the experimental data is not satisfactory (the value of $\chi^2/n.d.f.$ has been changed within the limits from 2. to

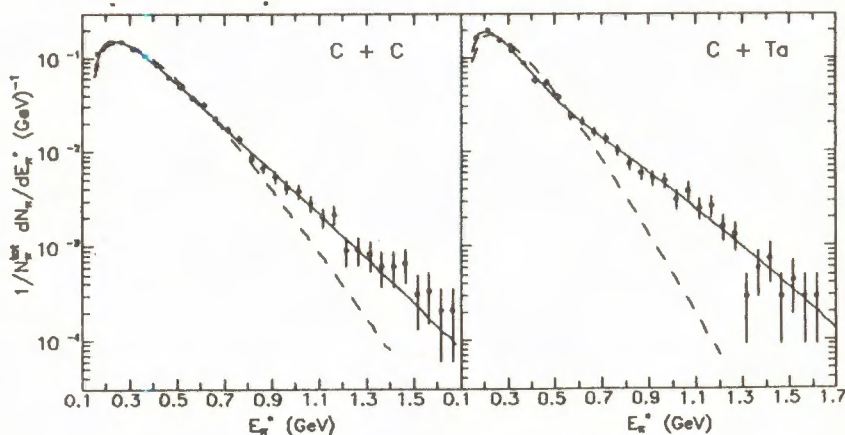


Fig. 1. Noninvariant c.m. energy spectra of negative pions in inelastic CC and CTa interactions. The dashed lines represent a one-temperature fit (Eq.1); and the solid one, a two-temperature fit of the experimental data

Table II. Pion temperatures (T) and relative contributions (R)
in $(d, \alpha, C) + C$ and $(d, \alpha, C) + Ta$ interactions

A_i	A_t	T_1 (MeV)	R_1 (%)	T_2 (MeV)	R_2 (%)	$\chi^2/n.d.f.$
d	C	89 ± 4	91 ± 7	190 ± 33	9 ± 7	12/21
α		94 ± 6	85 ± 11	173 ± 22	15 ± 11	15/28
C		83 ± 3	79 ± 6	145 ± 7	21 ± 6	21/29
		$60 \pm 10^*$	$53 \pm 20^*$	$112 \pm 10^*$	$47 \pm 20^*$	16/17*
d	Ta	60 ± 10	60 ± 23	118 ± 14	40 ± 23	17/15
α		67 ± 9	80 ± 21	138 ± 28	20 ± 21	12/16
C		66 ± 2	88 ± 3	159 ± 6	12 ± 3	14/24
		$42 \pm 8^*$	$58 \pm 27^*$	$99 \pm 9^*$	$42 \pm 27^*$	5/12*

* The temperatures and relative contributions for pions emitted at $90 \pm 10^\circ$ in the CMS of CC and CTa collisions

Table III. Pion temperatures (T) and relative contributions (R)
in CC and CTa interactions with different number of participant protons

Interaction	CC			CTa			
	N_{part}	0+2	3+6	>7	0+10	11+25	>25
T_1 (MeV)		89±11	74±7	79±7	71±8	68±2	56±3
R_1 (%)		78±26	61±13	72±15	79±16	90±4	83±7
T_2 (MeV)		136±29	128±8	136±13	146±21	168±10	134±8
R_2 (%)		22±26	39±13	28±15	21±16	10±4	17±7
$\chi^2/n.d.f.$		20/21	20/22	24/26	15/17	17/20	15/20

15.). We have obtained a good approximation using two-temperature fits shown by solid lines. An analogous situation is also observed for the other pairs of colliding nuclei.

The temperature values of negative pions and the corresponding contributions obtained for inelastic collisions of light d, α and C nuclei with carbon and tantalum targets are presented in Table II. Relative contributions, R (%), of the different temperatures to pion multiplicity were calculated over the total c.m. energy interval ($R_i = c_i/(c_1 + c_2)$), where $c_i = \text{const}_i \cdot \int \exp(-E^*/T_i) dE^*$, $i = 1, 2$). It is seen that the

obtained temperature values do not differ significantly from one another for various pairs of colliding nuclei.

To compare our results with the data of paper^{/2/}, the obtained temperatures of pions emitted at $90 \pm 10^\circ$ in the CMS of CC and CTa collisions are also shown in Table II. We can state an agreement of the temperature values of negative pions produced in CC and CTa collisions at 3.36 GeV/N with the Ar + KCl data at 2.1 GeV/N.

Nontrivial properties of nuclear matter are expected at extremely high densities which are accessible in heavy ion central collisions. As is shown in papers^{/6,7/}, the net charge of secondary particles Q is an effective measure of collision «centrality». The value of Q determines the number of participant protons from the projectile and target nuclei, N_{part} .

In the experiment we have analysed the noninvariant c.m. energy spectra of pions produced in inelastic CC and CTa interactions with different values of N_{part} and have obtained the following results (see Table III): i) the two-temperature shape similar to that observed for unbiased events is the most preferable approximation of the experimental spectra; ii) the extracted temperature values within the obtained errors are close to the ones presented in Table II for unbiased events; iii) no systematic dependence of temperature values on the impact parameter has been found both in CC and CTa collisions. These results are in agreement with the conclusion of paper^{/8/} concerning a weak dependence of the inclusive distributions of pions on the centrality of light ion collisions.

IV. Comparison with the Quark-Gluon String Model

The models which have taken into account the decay of baryonic resonances showed^{/12,13/} their usefulness for the interpretation of the experimental data on pion production. The comparison with the calculations of the quark-gluon string model (QGSM) can help us to understand the observed features of the c.m. energy spectra as well as to test the validity of the model, and we briefly discuss below the main points of the meson production mechanism in QGSM.

A. Some features of the quark-gluon string model

A good agreement of the Dubna cascade model (DCM)^{/9/} calculations with the experimental data on inclusive characteristics and correlations of secondaries has been shown in previous papers^{/3/}. In this paper we

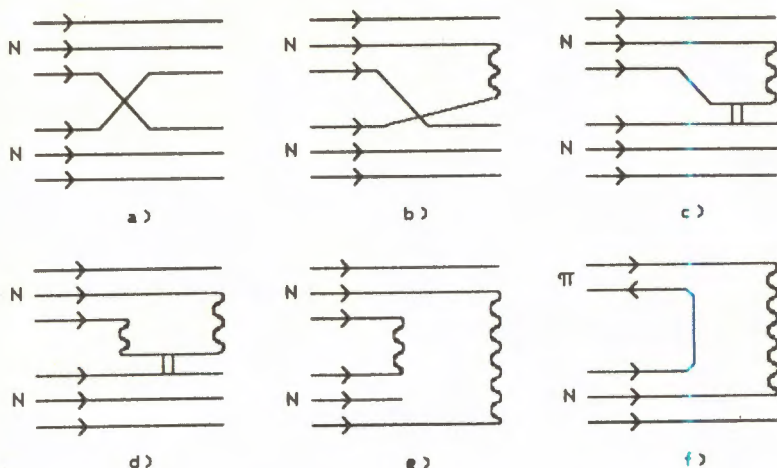


Fig. 2. Topological quark diagrams for main processes taken into account in the model at $\sqrt{s} \leq 4$ GeV: a — binary, b — «undeveloped» cylindrical, c — and d — diffractive, e — cylindrical, f — planar. Solid lines mark quarks and the wave ones show strings

have used the following generation of DCM: the quark-gluon string model (QGSM)^{/10/}.

The model is presented in detail in papers^{/10,14/}. To describe the evolution of the hadron and quark-gluon phases, a coupled system of Boltzmann-like kinetic equations has been used in the model. The nuclear collision is treated as a mixture of independent interactions of the projectile and target nucleons, stable hadrons and short-lived resonances. Resonant $\pi + N \rightarrow \Delta$ reactions and pion absorption by NN -quasi-deuteron pairs as well as $\pi + \pi \rightarrow \rho$ reactions are taken into account. The formation time of hadrons is also included in the model. The quark-gluon string model^{/10/} has been extrapolated to the range of intermediate energy ($\sqrt{s} \leq 4$ GeV) to use it as a basic process during the generation of hadron-hadron collisions. We have used the same title of the model because the formalism developed at high energies was as a whole maintained, although the contribution of the string mechanism is insignificant. The masses of the «strings» produced at $\sqrt{s} = 3.14$ GeV were still small (usually not greater than 2 GeV), and they were fragmented mainly (~90%) through two-particle decays.

The included processes are illustrated in Fig.2 for the case of NN interactions. Similar processes also describe πN collisions along with additional reaction (1f) corresponding to the planar quark diagram.

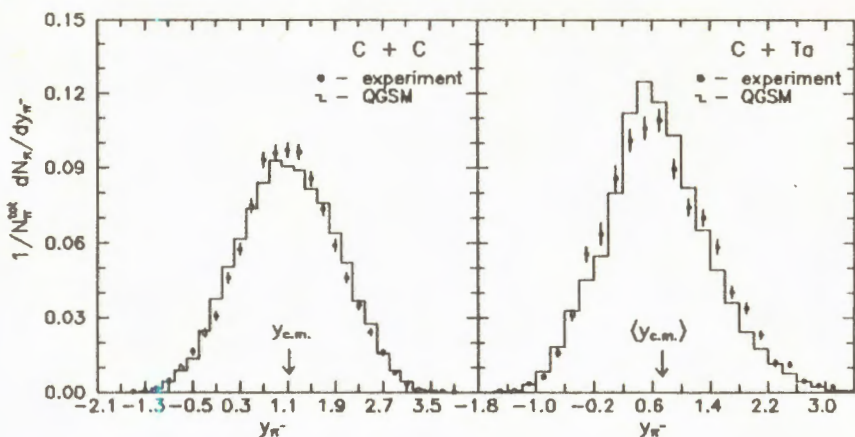


Fig. 3. Rapidity distributions of negative pions produced in CC and CTa collisions. The QGSM calculations are presented by histograms

Binary process (1a) makes a main contribution which is proportional to $1/p_{lab}$. It corresponds to quark rearrangement without direct particle emission in the string decay. This reaction predominantly results in the production of resonances (for instance, $p + p \rightarrow n + \Delta^{++}$) which are the main source of pions. The angular dependence for reaction (1a) can be parametrized as $d\sigma/dt \cong \exp(-bt)$, where $b(s) = 2.5 + 0.7 \cdot \ln(s/2)$ and t is the four-momentum transfer. The comparable contributions to the inelastic cross section, which however decreases with decreasing p_{lab} , come from the diagrams corresponding to the «undeveloped» cylindrical diagrams (1b) and from the diffractive (1c,d) processes. The pion transverse momenta produced in quark-gluon string fragmentation processes in the mentioned reactions are the product of two factors. These factors are the following: string motion on the whole as a result of transverse motion of constituent quarks and $q\bar{q}$ production in string breakup. The transverse motion of quarks inside hadrons was described by the Gaussian distribution with variance $\sigma^2 \cong 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$. The transverse momenta k_T of produced $q\bar{q}$ pairs in the CMS of the string follow the dependence: $W(k_T) = 3b/\pi(1 + bk_T^2)^4$.

The cross sections of hadron interactions were taken from the experiments. Isotopic invariance and predictions of the additive quark model^{/14/} (for meson-meson cross sections, etc.) were used to avoid data deficiency. The resonance interaction cross sections were taken to

be equal to the interaction cross sections of stable particles with the same quark content. The tabulated width of the resonances was used as well.

This model was simplified in some aspects to increase the rate of nucleus-nucleus generation. In particular, coupling of nucleons inside the nucleus was neglected, the decay of excited recoil nuclear fragments and coalescence of nucleons were not included. The QGSM was used to generate 15.000 CC and 3.000 CTa inelastic minimum bias interactions.

The quark-gluon string model describes the experimental inclusive distributions of negative pions satisfactorily, except multiplicity of secondaries. The model significantly overestimates the number of secondary pions in nuclear collisions with heavy target. Figure 3 demonstrates the normalized to unit pion rapidity spectra produced in inelastic CC and CTa collisions in the experiment. The histograms represent the QGSM calculations. The center-of-mass system position denoted by arrows corresponds to the maximum value of dN/dy_π .

B. Analysis of the non-invariant c.m. energy spectra

The histograms in Fig.4 show the c.m. spectra of negative pions generated by means of QGSM. The momenta of pions in the model were corrected for experimental momentum resolution. One can see that the model spectra quantitatively agree with the data. The lack of high E^* pions is more pronounced in CC collisions whereas in CTa interactions the excess of low energy π^- meson is observed. Using a

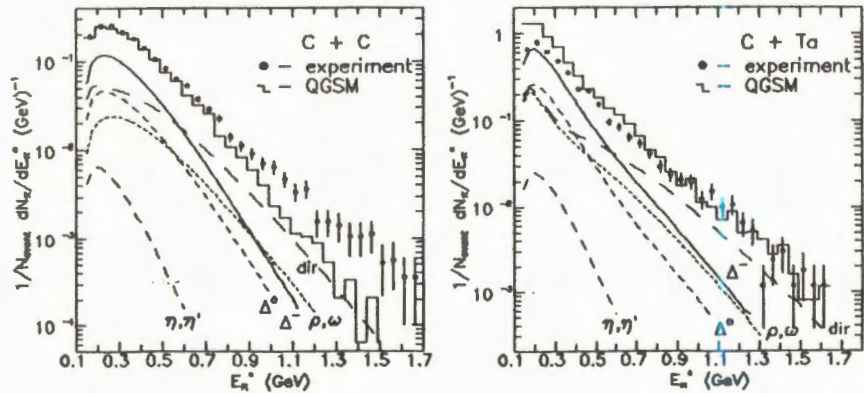


Fig. 4. Noninvariant c.m. energy spectra of negative pions in inelastic CC and CTa interactions. The lines reproduce the smoothed contributions of different sources

Table IV. Temperatures (T) and relative intensities (I) of pions from different sources in QGSM*

	Source	Δ^-	Direct reactions	Δ^0	ρ^-, ρ^0, ω	η, η'
NN	I (%)	35	43	12	7	3
CC	T (MeV)	89	34/123	91	113	64
	I (%)	43	26	17	12	2
CTa	T (MeV)	58/117	39/151	61/117	42/121	63
	I (%)	45	20	17	15	2

*Typical errors of temperatures obtained in the model do not exceed a few MeV (and $\chi^2/n.d.f.$ was about 1.) and were mentioned nowhere in the text. When the one-temperature fit was not satisfactory ($\chi^2/n.d.f. > 2.$), we used two-temperature fit and both temperatures are presented in the table.

one-temperature approximation for both spectra in QGSM we have obtained dissatisfied results ($\chi^2/n.d.f.$ about 5. and 15., respectively). The two-temperature fit similar to that observed in the experiment gives a satisfactory description of the QGSM spectra: $T_1^{CC} = (57 \pm 7)$ MeV (26%), $T_2^{CC} = (105 \pm 2)$ MeV (74%), ($\chi^2/n.d.f. \approx 0.5$) and $T_1^{CTa} = (54 \pm 1)$ MeV (84%), $T_2^{CTa} = (134 \pm 3)$ MeV (16%), ($\chi^2/n.d.f. \approx 0.9$). Both in CC and in CTa inelastic interactions the QGSM spectra reproduce the values of temperature lower than in the experiment, and relative contributions of the slopes are significantly different for CC collisions.

In paper^{/12/} a «two-temperature» shape of the kinetic energy of pions emitted at 90° in CMS of central La+La collisions at 1.35 GeV/N was explained to be due to different contributions of deltas produced at early and late stages of heavy ion reactions. In paper^{/13/} this effect was quantitatively explained taking into account the finiteness of the number of particles in the statistical ensemble and the resonant absorption mechanisms.

To understand the origin of the two-temperature shape of c.m. energy spectra in the framework of the quark-gluon string model we have used information of the parentage of secondary particles generated in QGSM. As we have mentioned above, dominant sources of pions in QGSM at a considered energies are the decays of Δ and other resonances ($\rho, \omega, \eta, \eta'$) as well as «direct» reactions. We have marked as «direct»

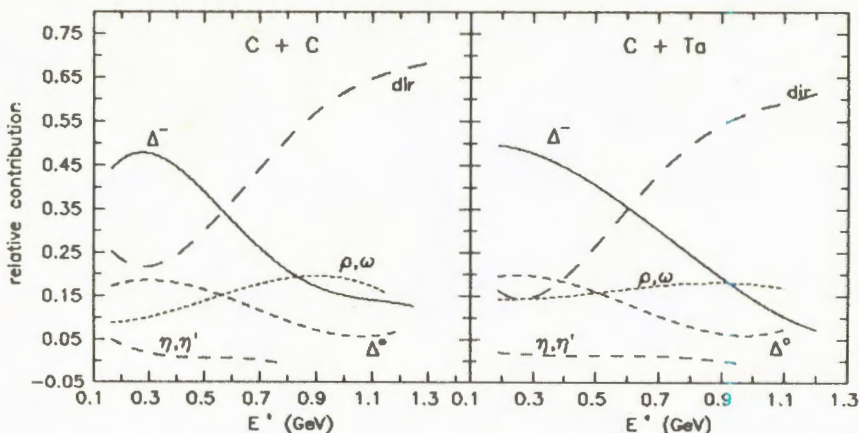


Fig. 5. Dependence of relative contributions from different sources to pion multiplicity in QGSM on the value of pion c.m. energy. Polynomial approximations were used for spectra smoothing

pions not produced in the resonance decays. Table IV presents relative pion intensities I (contributions to π^- multiplicity) for nucleon-nucleon, CC and CTa inelastic interactions generated in QGSM.

Within $\sim(10-20)\%$ the intensity ratios remain constant for different pion rapidities. The influence of secondary processes in going from nucleon-nucleon (NN) to CTa interactions results in resonance production increasing and decreasing a relative contribution of direct reactions. Figure 5 shows relative contributions of the sources normalized to unit in different intervals of the π^- -energy spectrum. In fact, it demonstrates the energy dependence of the ratios of the pion E^* -spectra of different sources to the total spectrum of pions in QGSM. As in CC and in CTa collisions the energy dependence of the corresponding relative contributions are approximately identical. At $E^* < 0.5$ GeV the decays of Δ^- are the dominant source of pions ($\sim 40\%$ of total pion multiplicity). For higher values of E^* a relative contribution of delta decays decreases, and at $E^* > 0.8$ GeV pions are mainly produced in direct reactions. The total contributions of mesonic resonances ($\sim 15\%$) and Δ^0 decays ($\sim 15\%$) do not change significantly with E^* .

The lines in Fig.4 reproduce the smoothed spectra of the mentioned sources in QGSM with respect to their contribution to the total pion

multiplicity marked in Table IV. The spectra display a Boltzmann-like form with unequal slopes and every spectrum was fitted separately using Eq.1 in order to estimate the corresponding value of temperature. The results are presented in Table IV. In CC collisions, except «direct» reactions, the c.m. energy spectra of other sources revealed one temperature. Investigating in detail the sample of «direct» reactions, we have found that each individual type of reaction (e.g. $NN \rightarrow NN\pi$, $\Delta N \rightarrow NN\pi$, etc.) gives the one-temperature shape of c.m. energy spectra.

As distinct from generated CC interactions in CTa collisions, each source of pions demonstrates two slopes of energy spectra. We have studied the c.m. energy spectrum of pions from Δ^- decays and found that the two-temperature shape of pion c.m. energy spectra from delta decays is caused by the growing number of secondary interactions of hadrons inside the heavy tantalum target. It manifests itself in a variety of available Δ^- production channels with different spectra slopes. The slope value is also distorted by a significant increase of intranuclear π^- rescattering.

Thus, in the framework of the quark-gluon string model one can interpret the two-temperature shape of c.m. energy spectra as the result of simple superposition of different source spectra with unequal slopes. In CC collisions the model describes the experimental data to $E^* \sim 0.8$ GeV quite satisfactorily, but at $E^* > 0.8$ GeV the yield of pions produced via the direct mechanism is underestimated in QGSM. At the same time in CTa interactions the excess of low energy pions is observed.

V. Conclusions

The c.m. energy spectra of negative pions produced in inelastic interactions of d , α , C nuclei with C and Ta targets at 4.2 GeV/c per nucleon have been analysed, and the values of temperature have been obtained. The two-temperature shape of the spectra has been observed for any pairs of colliding nuclei.

As a whole, in the collisions of light relativistic nuclei with carbon a temperature value of (80+90) MeV with a relative contribution to the total pion multiplicity about 85% as well as an additional slope corresponding to a temperature of (140+190) MeV (15%) are observed. For a tantalum target we have obtained (60+70) MeV (80%) and

(120+160) MeV (20%), respectively. The temperatures are close to those for Ar+KCl interactions^{/2/} at 1.8 GeV/N.

The pion temperatures do not depend significantly on the centrality of collisions.

The experimental results are compared with the calculations performed in the framework of the quark-gluon string model. The model reproduces the two-temperature shape of c.m. energy spectra, but it reveals systematically lower values of temperature. The disagreement of the experimental and calculated spectra may be considered to be due to uncertainties in resonance-nucleon interaction cross section (e.g., for the reaction $\Delta N \rightarrow NN\pi$).

The comparison with the model shows that the two-temperature shape of the c.m. energy spectra of pions in the studied nuclear collisions is mainly determined by superposition of partial contributions of different sources (decays of resonances, direct reactions, etc.).

Acknowledgements

The authors are grateful to the colleagues from JINR for their assistance in film taking and data processing. We acknowledge the stimulating discussions with Professor V.D.Toneev.

References

1. Nagamiya Sh. et al. — Phys.Rev.C., 1981, v.24, p.971.
2. Brockmann R. et al. — Phys.Rev.Lett., 1984, v.53, p.2012.
3. Agakishiev H.N. et al. — Yad.Fiz., 1984, v.40, p.1209; Z.Phys.C., 1985, v.27, p.177; Gulkanyan G.R. et al. — Preprint JINR 1-88-226, Dubna, 1988; Preprint JINR 1-88-645, Dubna, 1988.
4. Gosset J. et al. — Phys.Rev.C., 1977, v.16, p.629; Hagedorn R. and Ranft.J. — Suppl.Nuovo Cimento, 1968, v.6, p.169.
5. Simic Lj. et al. — Phys.Rev.D, 1986, v.34, p.692.
6. Agakishiev H.N. et al. — Yad.Fiz., 1987, v.45, p.1373.
7. Simic Lj. et al. — Phys.Rev.C., 1987, v.37, p.2064; Agakishiev H.N. et al. — Yad.Fiz., 1990, v.51, p.758.
8. Simic Lj. et al. — Z.Phys.C., 1990, v.48, p.577.
9. Gudima K.K., Toneev V.D. — Yad.Fiz., 1978, v.27, p.658; Nucl.Phys.A., 1983, v.400, p.173.
10. Amelin N.S., Bravina L.V. — Yad.Fiz., 1990, v.51, p.211; Amelin N.S., Ostrovidov A.I. — Yad.Fiz., 1989, v.50, p.48.

11. Amelin N.S. et al. — *Yad.Fiz.*, 1990, v.52, p.272.
12. Li B., Bauer W. — *Phys.Rev.C.*, 1991, v.44, p.450.
13. Zubkov M.D. — *Yad.Fiz.*, 1989, v.49, p.1751.
14. Anisovich V.V. et al. — *Nucl.Phys.B*, 1973, v.55, p.455;
Anisovich V.V. et al. — *Nucl.Phys.B.*, 1978, v.133, p.477.

Received on March 5, 1992.