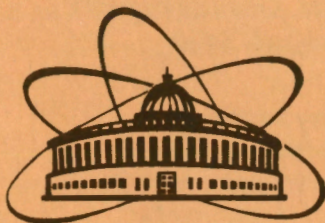


18/1-25
ISSN 0234-5366



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

2[59]-93

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

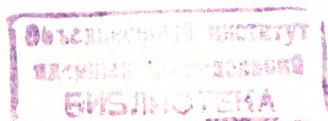
ДУБНА

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

2[59]-93

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection



Дубна 1993

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

V.I.Inozemtsev, V.R.Manfredi, L.Salasnich Level Density Fluctuations in the 1D Heisenberg Model В.И.Иноземцев, В.Р.Манфреди, Л.Салазнич О флуктуациях плотности распределения уровней в одномерной модели Гейзенберга	6
Л.А.Уварова, В.К.Федянин Теплоперенос в тонких пленках с нелинейными свойствами L.A.Uvarova, V.K.Fedyanin Heat Transfer through Thin Films with Nonlinear Properties	16
B.V.Batyunya, I.V.Boguslavsky, D.Bruncko, C.Coca, I.M.Gramenitsky, K.S.Medved, T.Ponta, I.B.Simkovicova Inclusive Production of Neutral Strange Particles in Antideuteron-Nuclei Interactions at 12.2 GeV/c Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, Д.Брунцко, К.Кока, И.М.Граменицкий, К.С.Медведь, Т.Понта, И.Б.Шимковицова Инклюзивное образование нейтральных странных частиц в антидейтрон-ядерных взаимодействиях при импульсе 12,2 ГэВ/с	22
A.B.Golubchikov, O.A.Zaimidoroga, O.Yu.Smirnov Исследование нейтринно-электронного рассеяния с помощью высокоинтенсивных источников нейтрино A.V.Golubchikov, O.A.Zaimidoroga, O.Yu.Smirnov Investigation of Neutrino-Electron Scattering Using High Intensity Neutrino Sources	47
A.D.Kovalenko, N.N.Agapov, V.S.Alfeev, A.M.Baldin, V.A.Belushkin, A.I.Govorov, V.M.Drobin, I.B.Issinsky, A.D.Kirillov, V.V.Krylov, V.A.Monchinsky, S.A.Novikov, V.P.Ovsyannikov, Yu.I.Romanov, I.N.Semenyushkin, V.V.Slesarev, A.P.Tsarenkov The First Run with ³² S Relativistic Nuclei at the LHE Accelerating Facility in Dubna А.Д.Коваленко, Н.Н.Агапов, В.С.Алфеев, А.М.Балдин, В.А.Белуш- кин, А.И.Говоров, В.М.Дробин, И.В.Иссинский, А.Д.Кириллов, В.В.Крылов, В.А.Мончинский, С.А.Новиков, В.П.Овсянников, Ю.И.Романов, И.Н.Семенюшкин, В.В.Слесарев, А.П.Царенков	

Первый сеанс с пучками релятивистских ядер серы на ускорительном комплексе Лаборатории высоких энергий ОИЯИ в Дубне 53

V.P.Ladygin, P.K.Manyakov, N.M.Piskunov
The Method of the Time-of-Flight Trigger with Digital Selection of Events
В.П.Ладыгин, П.К.Маньяков, Н.М.Пискунов
Метод цифрового отбора событий по времени пролета 56

В.М.Абазов, Н.П.Алешин, В.А.Баранов, А.Н.Брагин, В.А.Гордеев, С.А.Густов, Е.Г.Друкарев, А.Ю.Киселев, Е.Н.Комаров, Н.П.Кравчук, Т.Н.Мамедов, О.В.Миклухо, И.В.Мирохин, А.И.Михайлов, Ю.Г.Нарышкин, О.В.Савченко, В.А.Скнар, В.В.Сулимов, А.П.Фурсов
Первые результаты исследования конверсии мюоний — антимюоний на фазотроне ЛЯП ОИЯИ
V.M.Abazov, N.P.Aleshin, V.A.Baranov, A.N.Bragin, V.A.Gordeev, S.A.Gustov, E.G.Drukarev, A.Yu.Kisselev, E.N.Komarov, N.P.Kravchuk, T.N.Mamedov, O.V.Mikloukho, I.V.Mirokhin, A.I.Mikhailov, Yu.G.Naryshkin, O.V.Savchenko, V.A.Sknar, V.V.Sulimov, A.P.Fursov
The First Results of the Muonium to Antimuonium Conversion Experiment at Dubna Phasotron 65

В.Г.Аблеев, Г.Манева, Ф.Никитиу, Д.Б.Понтекорво, А.М.Рождественский, М.Г.Сапожников, П.П.Темников, В.И.Третьяк, И.В.Фаломкин, А.Адамо, К.Кикало, А.Мазони, Д.Пудду, С.Серчи, Д.Усаи, М.Аньелло, Б.Минетти, Ф.Яцци, Ф.Балестра, Д.К.Бонаццолла, Т.Брессани, М.П.Бусса, Л.Буссо, Р.Гарфанини, А.Грассо, П.Джианотти, Д.Дзоси, Ф.Д'Исеп, Д.Кальво, П.Черелло, С.Коста, А.Маджора, С.Марчелло, Д.Панциери, Г.Пираджино, Е.Росетто, Ф.Тозелло, Л.Фава, А.Феличелло, Л.Ферреро, Л.Вентурелли, А.Донзелла, М.Коррадини, И.Лоди-Риццини, Д.Бендишолли, А.Зенони, П.Монтанья, А.Ротонди, П.Сальвини, В.Филиппини, А.Бертин, М.Бруски, С.Векки, М.Вилла, А.Витале, Д.Галли, С.Де Кастро, А.Дзокколи, М.Каппони, У.Маркони, И.Масса, М.Пиччинини, Н.Семприни-Чезари, П.Спиги, П.Бокаччио, Л.А.Вануччи, Д.Ведовато, У.Гастальди, М.Ломбарди, Д.Марон, Р.А.Риччи, К.Гуаральдо, А.Ланаро, В.Лукерини, Д.В.Маргаглиотти, Д.Паули, С.Тессаро, М.Морандо, М.Поли, Л.Санти
Измерение реакции Понтекорво $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ для аннигиляции покоящихся антипротонов

V.G.Ableev, G.Maneva, F.Nichitiu, G.B.Pontecorvo, A.M.Rozhdestvensky, M.G.Sapozhnikov, P.P.Temnikov, V.I.Tretyak, I.V.Falomkin, A.Adamo, C.Cicalo, A.Masoni, G.Puddi, S.Serci, G.Usai, M.Agnello, B.Minetti, F.Iazzi, F.Balestra, G.C.Bonazzola, T.Bressani, M.P.Bussa, L.Busso, R.Garfagnini, A.Grasso, P.Gianotti, G.Zosi, F.D'Isep, D.Calvo, P.Cerello, S.Costa, A.Maggiore, S.Marcello, D.Panzieri, G.Piragino, E.Rosetto, F.Tossello, L.Fava, A.Fellicello, L.Ferrero, L.Venturelli, A.Donzella, M.Corradini, E.Lodi-Rizzini, G.Bendiscioli, A.Zenoni, P.Montagna, A.Rotondi, P.Salvini, V.Filippini, A.Bertin, M.Bruschi, S.Vecchi, M.Villa, A.Vitale, D.Galli, S.De Castro, A.Zoccoli, M.Capponi, U.Marconi, I.Massa, M.Piccinini, N.Semprini-Cessari, P.Spighi, P.Boccaccio, L.Vannucci, G.Vedovato, U.Gastaldi, M.Lombardi, G.Maron, R.A.Ricci, C.Guaraldo, A.Lanaro, V.Lucherini, G.V.Margagliotti, G.Pauli, S.Tassarò, M.Morando, M.Poli, L.Santi	
Measurement of the Pontecorvo Reaction $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ for the Antiproton Annihilation at Rest	75
Yu.V.Pyatkov, R.A.Shekhmametiev, A.I.Slyusarenko Fine Structure in Cold Fission Mass Distribution of $^{249}\text{Cf}(n_{th}, f)$ Reaction	
Ю.В.Пятков, Р.А.Шехмамиев, А.И.Слюсаренко Тонкая структура массовых распределений продуктов холодной фрагментации $^{249}\text{Cf}(n_{th}, f)$	98
П.Г.Акишин, И.В.Амирханов, Л.А.Максимов, Д.В.Павлов, И.В.Пузынин Вольт-амперная характеристика металла при нулевой температуре в случае, когда единственным каналом рассеяния является испускание фононов P.G.Akishin, I.V.Amirkhanov, L.A.Maksimov, D.V.Pavlov, I.V.Puzynin The Voltage-Current Dependence of Metal when Temperature is Zero and Single Channel of Scattering is Phonon Emittance	105

LEVEL DENSITY FLUCTUATIONS IN THE 1D HEISENBERG MODEL¹

V.I.Inozemtsev, V.R.Manfredi², L.Salasnich³

Spectral statistics are applied to study level density fluctuations in the $S = 1/2$ quantum spin chains on a finite lattice under periodic boundary conditions. The use of $P(s)$ and Δ_3 statistical measures for selecting integrable cases of spin exchange interaction is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR and Università di Padova, Italy.

О флуктуациях плотности распределения уровней
в одномерной модели Гейзенберга

В.И.Иноземцев, В.Р.Манфреди², Л.Салазнич³

В работе изучаются статистические свойства флуктуаций плотности уровней квантовых систем спинов $1/2$ на конечной решетке. Обсуждается возможность применения $P(s)$ и Δ_3 -распределений для исследования вопроса об интегрируемости этих систем для различных форм обменного взаимодействия.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и в Университете Падуа, Италия.

1. Introduction

The problem of finding integrable models is of current interest in studies of various classical and quantal many-body systems. It is generally believed [1] that the most distinct sign of complete integrability is the existence of an appropriate set $\{I_\alpha\}$ of integrals of motion in involution which can be used for dividing the whole phase space into subspaces with simple dynamics. Apart from certain trivial examples, this procedure is extremely complicated for quantum integrable systems since no quantum analog of classical Liouville theorem has yet been proved.

¹This work has been partially supported by the Ministero dell'Università e della Ricerca Scientifica e Tecnologica (MURST).

²Dipartimento di Fisica dell'Università di Padova and INFN Sezione di Padova, 35131 Padova, Italy (permanent adress) and Interdisciplinary Laboratory, SISSA, Trieste

³Dipartimento di Fisica dell'Università di Firenze and INFN Sezione di Firenze, 50125 Firenze, Italy

When a certain physical model is considered, other criteria are usually required to discover whether it is integrable or not due to the lack of general analytical methods of constructing the integrals $\{I_\alpha\}$ or proof of their absence. The formulation of these criteria based on numerical methods of investigation is relatively clear in classical mechanics [2]. Indeed, many nonintegrable classical systems show chaotic behavior marked by instability under variations of initial data and exponential divergence of nearby trajectories whereas the motion of integrable systems is always confined to invariant tori [3].

In quantum mechanics one cannot apply the classical concepts and methods directly since the notion of trajectory is absent. Nevertheless, many efforts have been made to establish the features of quantum systems which reflect the qualitative difference in the behavior of their classical counterparts [4—6]. Many schematic models [7—9] have shown that this difference reveals itself in the properties of fluctuations in eigenvalue sequences. The spectral statistics for the systems with underlying chaotic behavior agree with the predictions of random matrix theory; by contrast, quantum analogs of classically integrable systems display the characteristics of Poisson distribution.

This important observation leads us to hope that we may select the cases of integrable quantum models or find arguments against integrability by analyzing their discrete spectra.

In this note we attempt to investigate the quantum Heisenberg chains of $S = 1/2$ spins on a finite 1D lattice by using two kinds of statistics, the nearest-neighbor spacing distribution $P(s)$ and the measure of spectral rigidity $\Delta_3(L)$. Unlike previous studies [7—9], there is no classical counterpart of these systems at a fixed value of the spin. Hence they also enable us to check the universality of quantum criterium mentioned above which has a sufficiently strong analytic support only in the semiclassical limit [10].

However, as discussed in great detail in reference [11] there are some deviations for large values of L , in particular for $\Delta_3(L)$. These are related to a breakdown of universality when L becomes larger than a certain correlation length $L_{\max}$. A semiclassical theory which accounts for these non-universal departures has been developed by Berry [11], on the basis of Gutzwiller's periodic orbit theory [12]. It not only gives the same results as the statistical theories for $L \ll L_{\max}$, but also predicts the correct asymptotic behaviour for $L \gg L_{\max}$, where random matrix theories fail. For the spectral rigidity $\Delta_3(L)$ the semiclassical theory predicts asymptotic saturation both in the regular and in the chaotic region.

2. The Integrability Problem for the 1D Heisenberg Model

The magnetic properties of solids have long been studied by using the lattice hamiltonian [13]

$$H_s = \sum_{\langle j,l \rangle}^N h(j-l) \left[\vec{s}_j \vec{s}_l - \frac{1}{4} \right], \quad (1)$$

where $\vec{s}_j = \frac{1}{2} \vec{\sigma}_j$ is 2x2 matrix of the spin operator located at a site j , the sum runs over all pairs of sites $\langle j,l \rangle$ and the strength of spin interaction is given by exchange integrals $\{h(j)\}$. The set $\{h(j)\}$ is usually chosen in such a way as to satisfy periodic boundary conditions and quantities like free energy should be calculated first for finite systems of N spins. The results of interest for physical applications are obtained in the thermodynamical limit as $N \rightarrow \infty$.

The operators can be treated as $2^N \times 2^N$ hermitian matrices with a complicated structure defined by $\{h(j)\}$. The investigation of the possibilities of their analytical diagonalization began with H.Bethe's seminal paper [14] devoted to the eigenproblem for hamiltonian (1) in the case of nearest-neighbor spin interaction,

$$h(j) = J [\delta_{|j-l|,1} + \delta_{|j-l|,N-1}]. \quad (2)$$

The solution can be described as follows. Let $|0\rangle$ be a ferromagnetic ground state with all spins aligned along z-axis,

$$|0\rangle = \bigotimes_{j=1}^N \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_j.$$

The whole space of the spin lattice states with the dimension 2^N is easily divided into subspaces $\{\Omega_M\}$ with basis vectors $|n_1 \dots n_M\rangle$ of the form

$$|n_1 \dots n_M\rangle = \left(\prod_{l=1}^M s_{n_l}^- \right) |0\rangle, \quad (3)$$

where $s_k^- = s_{kx} - is_{ky}$ turns k th spin down and $1 \leq n_1 < n_2 \dots < n_M \leq N$. The matrix of (1) is block diagonal since exchange interaction conserves the number of overturned spins M . The eigenstates are constructed as linear superpositions of (3),

$$|\psi\rangle = \sum_{n_1 < n_2 < \dots < n_M} \psi(n_1, \dots, n_M) |n_1 \dots n_M\rangle. \quad (4)$$

According to Bethe's empirical guess, the functions $\psi(n_1, \dots, n_M)$ are given for the exchange (2) by symmetrized combinations of plane waves $\left\{ \exp \left(i \sum_{j=1}^M k_j n_j \right) \right\}$. It shows that in this particular case there is no diffraction

in the scattering of M simplest spin excitations. More than thirty years later it was interpreted as the presence of hidden symmetry. The commutative ring of N functionally independent operators, which includes the hamiltonian, was found within the framework of the transfer matrix method [15].

In the last few years much attention has been paid to the generalization of the Bethe result to cases of more complicated exchange. As has been claimed in [16], integrability might also take place for interaction of nearest and next-nearest spins given by

$$h(j) = J \left[\delta_{1/j,1} + \delta_{1/j,N-1} + \lambda \left(\delta_{1/j,2} + \delta_{1/j,N-2} \right) \right] \quad (5)$$

at arbitrary values of the coupling λ . The arguments of the author of ref. [16], however, would seem to be quite insufficient. They were based only on the treatment of two spin waves analogously to usual two-particles scattering. The corresponding S matrix is, of course, scalar and obeys Yang — Baxter equations [15] but it does not guarantee the absence of diffraction if the number of interacting spin waves exceeds two. So far no explicit solution has been found even in the $M = 3$ sector at a certain nonzero value of λ , neither has it been possible to construct examples of integrals of motion. The instability of properties of the ground state under variations of λ found numerically in [17] would tend rather to indicate the nonintegrability of the model.

Another way to overcome the restriction to nearest-neighbor exchange (2) is connected with the remarkable analogy between $\psi(n_1, \dots, n_M)$ in (4) for the Bethe case and wave functions of the M -particle problem on a continuous line with pair interaction $V(x) \sim \delta(x)$ [18]. There are several integrable many-particle systems of that type [19] and the most general ones correspond to the two-body elliptic potential $V(x) \sim \wp_{\omega_1, \omega_2}(x)$, where $\wp_{\omega_1, \omega_2}$ is the Weierstrass elliptic function with two periods ω_1 and $i\omega_2$ ($\omega_1, \omega_2 \in \mathbb{R}$),

$$\wp_{\omega_1, \omega_2}(x) = \left(\frac{\pi}{\omega_2}\right)^2 \left\{ -\frac{1}{3} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\sinh \left(\pi \frac{x - m \omega_1}{\omega_2} \right) \right]^{-2} - 2 \sum_{m=0}^{\infty} \left[\sinh \left(\pi \frac{m \omega_1}{\omega_2} \right) \right]^{-2} \right\}. \quad (6)$$

It has been proposed that precisely the same form of spin exchange leads to integrable models on a 1D lattice if the real period of the $\wp$ function coincides with the number of lattice sites [20],

$$h(j) = J \wp_{N, \omega_2}(j). \quad (7)$$

As $\omega_2 \rightarrow 0$, it gives the nearest-neighbor exchange (2) after proper renormalization of the coupling J . The complete commutative ring of integrals of motion has not yet been constructed, but there are some examples of these operators,

$$I_3(\alpha) = \sum_{j \neq k \neq l}^N f_{jk} f_{kl} f_{lj} (s_j \times s_k \times s_l),$$

$$I_4(\alpha) = \sum_{j \neq k \neq l \neq m}^N \left[f_{jl} f_{lk} f_{km} f_{mj} + f_{jm} f_{mk} f_{kl} f_{lj} \right] (s_j s_k) (s_l s_m) +$$

$$+ 2 \sum_{j \neq k}^N (f_{jk} f_{kj})^2 (s_j s_k),$$

where $f_{jl}(\alpha) = \frac{\sigma(j-l+\alpha)}{\sigma(j-l)} \exp \left[- (j-l) \zeta(\alpha) \right]$, α is an arbitrary parameter and the Weierstrass functions $\zeta(x)$, $\sigma(x)$ are expressed through $\wp(x)$ as

$$\zeta(x) = x^{-1} + \int_0^x \left[x^{-2} - \wp(x) \right] dx, \quad \sigma(x) = x \exp \left[\int_0^x \left(\zeta(x) - x^{-1} \right) dx \right].$$

Although non-diffractive behavior has been established for the scattering of an arbitrary number of spin waves on a infinite lattice, the rigorous proof of the integrability of the model (7) in the most important case of finite N and ω_2 has not yet been found.

To conclude this section, it is worth noting that a statement such as «the quantum system is integrable» can be confirmed, at least in principle, by direct analytic construction of integrals of motion. The contrary statement evidently needs other criterium for its verification. If the concept of «quantum chaos» is to some extent universal, it is natural to expect that discrete

spectra of nonintegrable cases of (1) might display the peculiarities of random matrix fluctuations. The possibility of applying this criterium is studied in the best section for all three previously discussed forms of exchange interaction.

3. The Procedures and Results of Calculations

The dimension of matrices corresponding to (1) grows exponentially with the number of interacting spins. To avoid the enormous consumption of computer time and obtain a reasonable number of levels for statistical analysis, we chose for numerical procedures the $M = 6$ sector of the model on the lattice with 12 sites. The total number of basis vectors (3) in the case is $C_{12}^6 = 924$. The action of the hamiltonian (1) on these vectors is given by

$$H_s \left| n_1 \dots n_M \right\rangle = \left[\sum_{j \neq k}^M h(n_j - n_k) - M \sum_{j=1}^{N-1} h(j) \right] \left| n_1 \dots n_M \right\rangle + \sum_{k \neq n_1 \dots n_M}^N \sum_{s=1}^M h(n_s - k) \left| n_1 \dots n_{s-1} k n_{s+1} \dots n_M \right\rangle. \quad (8)$$

The matrices with elements determined by (8) have been diagonalized numerically by a standard routine [22]. Most of their eigenvalues are double degenerated due to left-right symmetry in spreading spin excitations over

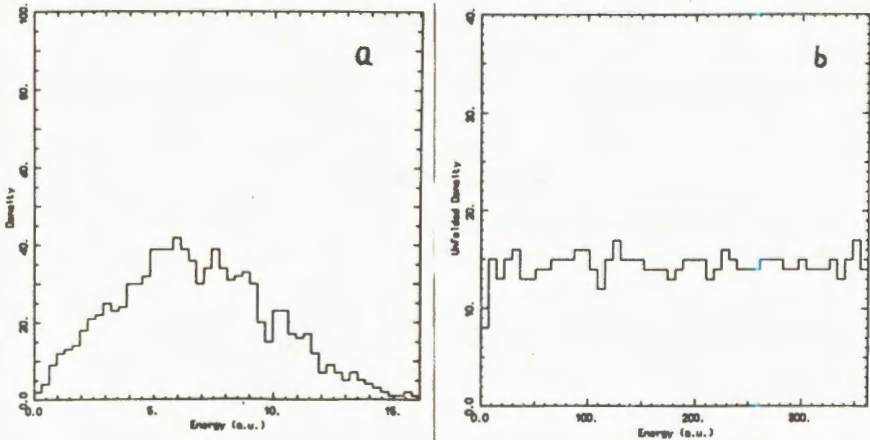


Fig.1. The density of levels: (a) before (b) after the unfolding procedure for nearest-neighbor exchange (2)

the lattice. In fact, it is easy to show that if $|\psi\rangle$ is an eigenvector of the hamiltonian (1) of the type (4) with some $\{\psi(n_1 \dots n_M)\}$, then $|\psi\rangle = \sum_{1 \leq n_1 \dots n_M \leq N} \psi(\tilde{n}_1 \dots \tilde{n}_M) \times |n_1 \dots n_M\rangle$ ($\tilde{n}_j = N + 1 - n_j$) also obeys the eigenvalue condition with the same energy. This kind of symmetry can be used, in principle, to reduce the dimension of matrices accompanied, however, by a complication of their structure. An equivalent procedure for obtaining the spectra with removed symmetry consists of eliminating one element of each pair of coinciding eigenvalues obtained by diagonalization of the hamiltonians using a total set of basis states (3).

The level densities are approximately of the Gaussian form (Fig.1a) for all three forms of spin interaction used in our calculations. By performing the unfolding procedure described in detail in ref. [21], each spectrum has been mapped into one with the quasiuniform level density (Fig.1b).

The nearest-neighbor spacings were calculated and histogrammed in units of mean spacing so as to show the $P(s)$ distribution for $s \leq 4$

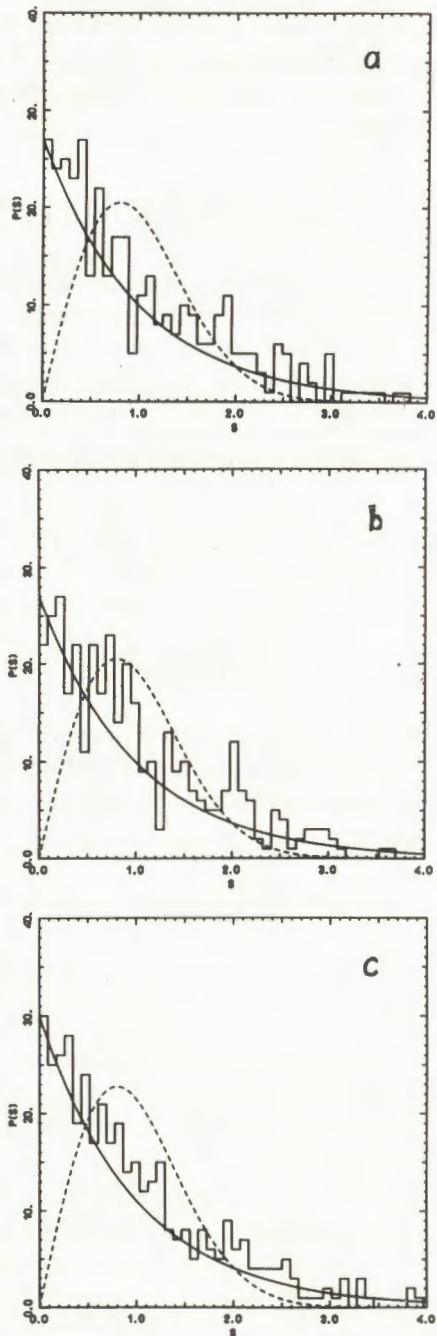
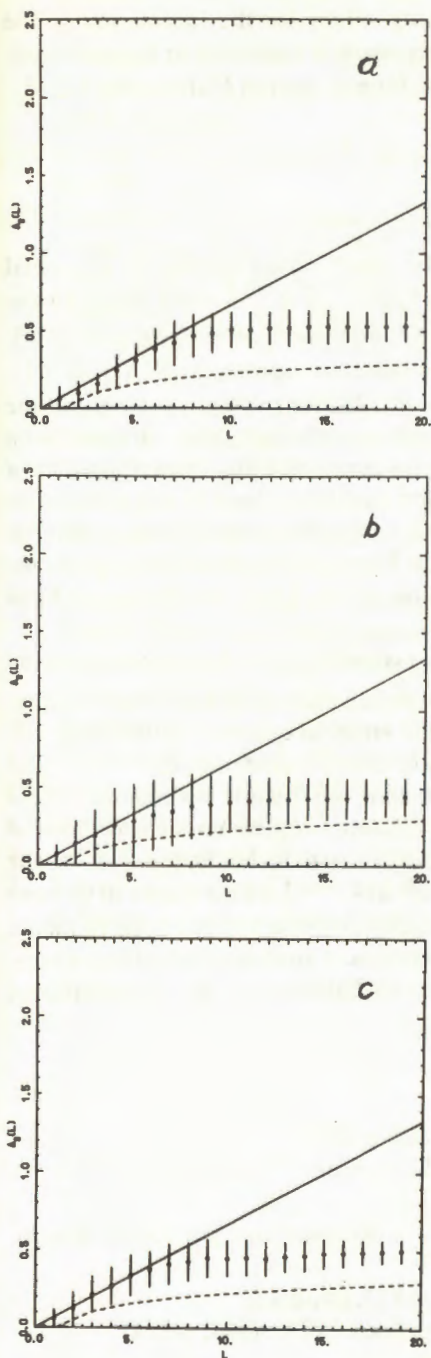


Fig.2. The histograms of nearest-neighbor level spacings $P(s)$: (a) the Bethe case (2); (b) the elliptic exchange (7), $\omega_2 = \pi$ (c) the case of nearest and next-nearest spin interaction (6) at $\lambda = -1$. The solid lines correspond to the Poisson distribution normalized by the first bins.



(Fig.2). As can be seen, there are large fluctuations around the Poissonian line, $P(s) = A \exp(-s)$, A being determined by the first bin, for both integrable cases (a—b). In the last example (2c), where the coupling was chosen so as to magnify the role of next-nearest-neighbor exchange, the data exceed the Poisson distribution normalized analogously. The best exponential fit which would probably show some lack of events near $s = 0$ was not performed. It is clear, however, that the data are not consistent either with the Wigner distribution given by the random matrix theory since there is no indication of the strong level repulsion.

The results concerning the second statistical measure $\Delta_3(L)$ (the best fit of the spectral staircase function by a straight line on a fixed interval) are plotted in Fig.3. The error bars were obtained by varying the positions of the ends of the interval on which the spectral rigidity was calculated.

In cases (a—b) the data display behavior intermediate between the Poisson distribution $\frac{1}{15}L$ and GOE predictions (Fig.3a—b). Within the interval $6 \leq L \leq 11$ the $\Delta_3(L)$ values of the integrable cases are closer to the Poisson line than to the GOE one. In the whole range of $L \geq 6$ they

Fig.3. The spectral rigidity $\Delta_3(L)$ for the same three cases as in Fig.2. The solid and dashed lines show the Poisson and GOE distributions

exceed systematically the corresponding values for the interaction of the form (5) at $\lambda = -1$ (Fig.3c). The latter show a tendency to be more consistent with GOE than with the Poisson form of the $\Delta_3(L)$ measure.

4. Discussion

The reasons for the ambiguity of the results listed and briefly discussed above seem to be twofold. First, the systems of $S = 1/2$ spins are of an extreme quantal nature. A certain classical analog, of course, can be constructed in the limit $S \rightarrow \infty$ by replacing quantum operators $\{S(S^2)^{-1/2}\}$ by the vectors on unit sphere as was done in [23] for two-spin system but the treatment of higher spins may lead to the loss of integrability. Second, even in classical mechanics there are examples demonstrating the ambiguities of numerical analysis. More than ten years ago the authors of ref. [24], after studying Poincare sections in a very wide range of energies, claimed that the transition from the exponential Toda to Morse pair potential conserves integrability in a three-particle problem on a line. There has so far not been any analytic support for such a claim.

The intermediate character of the $P(s)$ and $\Delta_3(L)$ behavior was reported earlier in the paper [8] devoted to a simple mechanical system with two degrees of freedom. It was also found in the study of quantum billiards on the pseudosphere by using a much more extensive set of levels [25].

In conclusion, we should mention that our results do not indicate a sharp transition from the «regular» to «chaotic» regime under variations of the form of exchange interaction in a spin lattice model. The tendency to the GOE statistics can be seen in the case (4) at $\lambda = -1$ which seems to be non-integrable. Perhaps the whole integrability problem for this type of model cannot be completely disentangled by statistical analysis of level sequences.

The authors are greatly indebted to Mr. Salmaso for his computational assistance.

References

1. Eckhardt B. — Phys. Rep., 1988, 163, p.207.
2. Ford J., Stoddard S.D., Turner J.S. — Progr. Theor. Phys., 1973, 50, p.1547.
3. Lichtenberg A.J., Lieberman M.A. — Regular and Stochastic Motion. Springer—Verlag, New York, 1983.
4. Percival I.C. — Adv. Chem. Phys., 1977, 36, p.1.
5. Berry M.V., Tabor M. — Proc. Roy. Soc., 1977, A365, p.375.

6. Casati G., Valz — Criz F., Guarneri I. — *Lett. Nuovo. Cim.*, 1980, 28, p.279.
7. Bohigas O., Giannoni M.J., Schmit C. — *Phys. Rev. Lett.*, 1984, 52, p.1.
8. Seligman T.H., Verbaarschot J.M., Zirnbauer M.R. — *Phys.Rev.Lett.*, 1984, 53, p.215.
9. Meredith D.C., Koonin S., Zirnbauer M.R. — *Phys. Rev.*, 1988, A37, p.3499.
10. Gutzwiller M.C. — *Chaos in Classical and Quantum Mechanics*. Academic Press, New York, 1982.
11. Berry M.V. — *Proc. Roy. Soc. Lond.*, 1985, A400, p.229.
12. Gutzwiller M.C. — *J. Math. Phys.*, 1971, 12, p.343.
13. Mattis D.C. — *The Theory of Magnetism*. Harper and Row, New York, 1965.
14. Bethe H. — *Z. Phys.*, 1931, 71, p.205.
15. Baxter R. — *Exactly Solved Models in Statistics Mechanics*. Academic Press, New York, 1982.
16. Tsvelick A.M. — *JETP Lett.*, 1989, 49, p.99.
17. Haldane F.D.M. — *Phys. Rev.*, 1982, B25, p.4925.
18. Yang C.N. — *Phys. Rev. Lett.*, 1967, 19, p.1312.
19. Calogero F. — *Integrable Many-Body Problems*, in: *Nonlinear Equations in Physics and Mathematics*. D.—Reidel, 1978.
20. Inozemtsev V.I. — *J. Stat. Phys.*, 1990, 59, p.1143; *Commun. Math. Phys.*, 1992, 149, p.359.
21. Manfredi V.R. — *Lett. Nuovo Cim.*, 1984, 40, p.135.
22. Subroutine F02AAF. The NAG Fortran Library, Mark 14, Oxford: NAG Ltd. and USA: NAG Inc., 1990.
23. Srivastava N., Muller G. — *Z. Phys.*, 1990, B81, p.137.
24. Ali M.K., Somorjai R.L. — *Progr. Theor. Phys.*, 1981, 65, p.1515.
25. Schmit C. — In: *Chaos and Quantum Physics*, Eds. M.J.Giannoni, A.Voros. J.Zinn—Justin, North — Holland, Amsterdam, 1991.

Received on February 15, 1993.

ТЕПЛОПЕРЕНОС В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ С НЕЛИНЕЙНЫМИ СВОЙСТВАМИ

Л.А.Уварова*, В.К.Федянин

Исследуется, как влияет нелинейность температуры на распространение электромагнитной волны в тонкой диэлектрической пленке с нелинейными свойствами. Конкретно, исследуется зависимость температурного профиля от мощности потока электромагнитной волны $\bar{P}_m : T(\bar{P}_m)$. Предполагается нелинейная зависимость от поля диэлектрической проницаемости пленки $\varepsilon(\omega/E)$, а коэффициент поглощения берется также в нелинейном виде $\kappa = \kappa_0 + \kappa_1 T + \kappa_2 T^2$. Основным результатом, полученным в работе, является вывод, что при существенно различном значении потоков энергии $\bar{P}_m$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) температура в центре пленки не меняется.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Heat Transfer through Thin Films with Nonlinear Properties

L.A.Uvarova*, V.K.Fedyanin

The influence of the nonlinearity of the temperature on the electromagnetic wave propagation in a thin dielectric film with nonlinear properties is investigated. Especially, the dependence of the temperature profile on the energy flux of the electromagnetic wave $\bar{P}_m : T(\bar{P}_m)$, is studied. The nonlinear dependence on the field of dielectric penetrability of the film $\varepsilon(\omega/E)$ is assumed, and the absorption coefficient is also taken in the nonlinear form $\kappa = \kappa_0 + \kappa_1 T + \kappa_2 T^2$. The main result of the paper is the conclusion that at essentially different values of the energy fluxes $\bar{P}_m$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) the temperature does not change at the centre of the film.

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

В настоящее время большое число теоретических и экспериментальных работ посвящено вопросам распространения нелинейных поверхностных волн в слоистых структурах [1]. В частности, для таких волн характерна неоднозначная зависимость эффективного волнового числа β от потока электромагнитной энергии P , что может быть исполь-

*Тверской политехнический институт

зовано в различных нелинейных оптических приборах. Вместе с тем стабильность работы всякого прибора зависит от многих параметров. В частности, приборы, работающие на жидких кристаллах, часто имеют небольшой рабочий диапазон по температуре. В настоящей работе выявляются температурные зависимости $T(P)$, имеющие место в тонких пленках, направляющих нелинейные поверхностные волны.

Рассмотрим тонкую слабопоглощающую пленку толщиной d ($-d/2 \leq z \leq d/2$). Будем предполагать, что величина поглощенной энергии в такой пленке равна $\kappa \bar{P}$, где κ — коэффициент поглощения вещества пленки, $\bar{P} = P/M^2$, а P рассчитывается согласно [1] и зависит от типа поляризации поверхностной волны, соотношения между β и диэлектрической проницаемостью вещества пленки ϵ ; ϵ может зависеть от электрического вектора. Будем аппроксимировать зависимость коэффициента поглощения от температуры квадратичной зависимостью

$$\kappa = \kappa_0 + \kappa_1 T + \kappa_2 T^2. \quad (1)$$

Температурный профиль в установившемся режиме может быть найден из стационарного уравнения теплопроводности

$$\chi \frac{d^2 T}{dz^2} = \kappa \bar{P}, \quad (2)$$

где χ — коэффициент теплопроводности вещества пленки. В качестве краевых условий будем рассматривать условия первого и второго рода

$$1. T(\pm \frac{d}{2}) = T_0; \quad 2. \frac{dT}{dz}(\pm \frac{d}{2}) = 0. \quad (3)$$

Интегрируя (1) — (2), получим ([2]):

$$T = t_1 - (T_1 - T_2) \operatorname{sn}^2(\frac{z}{S}, k), \quad (4)$$

где $\operatorname{sn}(x, k)$ — функция Якоби, $s = \left(\frac{6\chi}{\kappa_2 \bar{P}(T_1 - T_2)} \right)^{1/2}$, $k^2 = \frac{t_1 - T_2}{T_1 - T_3}$, $T_3 \leq T_2 \leq T_1$, T_1, T_2, T_3 — корни уравнения

$$T^3 - \frac{3}{2} \frac{|\kappa_1|}{\kappa_2} T^2 + \frac{3\kappa_0}{\kappa_2} T - \frac{3C^2}{\kappa_2 \bar{P}} = 0 \quad (5)$$

C — постоянная интегрирования.

Используя теорему Виета и краевые условия (3.1), получим следующую систему для определения T_1, T_2, T_3, C :

$$\begin{aligned} T_1 + T_2 + T_3 &= \frac{3|\kappa_1|}{2\kappa_2}, \quad T_1 T_2 + T_1 T_3 + T_2 T_3 = \frac{3\kappa_0}{\kappa_2}, \\ \frac{3C^2 \kappa}{\kappa_2 P} &= T_1 T_2 T_3, \quad T_0 = T_1 - (T_1 - T_2) \operatorname{sn}^2\left(\frac{1}{2s}, k\right), \\ s &= \left(\frac{6\chi}{\kappa_2 P (T_1 - T_3)} \right)^{1/2}, \quad k = \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_3} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Введем безразмерные величины $\Theta_j = \frac{T_j}{T_0}$, $j = 1, 2, 3$, $\gamma_1 = \frac{|\kappa_1|}{\kappa_2 T_0}$,

$\gamma_0 = \frac{\kappa_0}{\kappa_2 T_0^2}$, (полагая, что $T_0 \neq 0$). Из системы (6), а также из условий $\Theta_1 > 1$, $\Theta_{22} > 0$, $\Theta_3 > 0$, $\Theta_2 \leq \Theta_1$ найдем, что если выполнены неравенства $2\sqrt{\gamma_0} \leq \gamma_1 \leq 1 + \gamma_0$, то могут реализоваться решения, удовлетворяющие неравенству

$$1 < \Theta_1 < \frac{\gamma_1}{2} - \left(\frac{\gamma_1^2}{4} - \gamma_0 \right)^{1/2} \equiv \frac{\gamma_1}{2} \left[\left(1 - \left(1 - \frac{4\gamma_0}{\gamma_1^2} \right)^{1/2} \right) \right].$$

Если же выполнены условия: 1) $\gamma_0 \leq 1/3$ или $\gamma_0 \geq 3$ и одновременно $\gamma_1 \geq 1 + \gamma_0$; 2) $\frac{1}{3} < \gamma_0 < 3$ и $\gamma_1 \geq \frac{4}{3}\sqrt{3\gamma_0}$, то безразмерная температура Θ_1 будет больше, чем $\frac{3}{4}\gamma_1 + \left(\frac{9}{16}\gamma_1^2 - 3\gamma_0 \right)^{1/2}$. При этом безразмерная температура будет определяться формулой

$$\Theta_2 = \frac{3}{4}\gamma_1 - \frac{\Theta_1}{2} + \left(\frac{9}{16}\gamma_1^2 - \frac{3}{4}\Theta_1^2 + \frac{3}{4}\gamma_1\Theta_1 - 3\gamma_0 \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Пусть $T_2 = T_0$, тогда $\Theta_2 = 1$. В этом случае из (7) найдем температуру Θ_1 :

$$\Theta_1 = \frac{3}{4}\gamma_1 - \frac{1}{2} + \left(\frac{9}{16}\gamma_1^2 + \frac{3}{4}\gamma_1 - 3\gamma_0 - \frac{3}{4} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Температура Θ_3 , в свою очередь, равна

$$\Theta_3 = \frac{3}{2}\gamma_1 - 1 - \Theta_1. \quad (9)$$

Из условия $\Theta_1 > 0$ и выражения (8) получим, что должны выполняться неравенства $1 + \gamma_0 < \gamma_1 < 2$ или $\gamma_1 > 2$, $\gamma_0 < 1$. Из условия $\Theta_3 > 0$ и выражений (8) — (9) найдем, что должно быть справедливым также неравенство $\frac{3}{2}\gamma_1 < \frac{2}{3} + 2\gamma_0$. Принимая во внимание неравенства, приведенные выше, получим, что параметры γ_0 и γ_1 должны удовлетворять условиям:

$$\frac{4}{3}\sqrt{3\gamma_0} \leq \gamma_1 < \frac{2}{3} + 2\gamma_0, \quad \frac{1}{3} < \gamma_0 < 1.$$

При наложенном условии на границах пленки получим

$$\text{sn}^2\left(\frac{d}{2s}, k\right) = 1. \quad (10)$$

Решая уравнение (10), получим зависимость плотности потока энергии $\bar{P}$ от температуры в центре пленки $\Theta_1 T_0$. Такая зависимость будет иметь вид

$$\bar{P} = \frac{24\chi K^2(k)(1 + 2m)^2}{d^2\kappa_2 T_0(\Theta_1 - \Theta_3)}, \quad (11)$$

где $k = \frac{\Theta_1 - 1}{2\Theta_1 + 1 - 3/2\gamma_1}$, $K(k)$ — полный эллиптический интеграл Лежандра первого рода, $m = 0, 1, 2, \dots$. Температуры Θ_1 , Θ_3 определяются параметрами задачи согласно формулам (8)–(9). Следовательно, одно и то же значение температуры может соответствовать различным значениям плотности потока энергии. Таким образом, увеличение в определенной пропорции потока энергии $\bar{P}$ не приводит к изменению максимальной температуры $\Theta_1 T_1$ слоистой системы. Такой вывод (наложение условия $T_2 = T_0$ не влияет на его общность) является существенным при всестороннем рассмотрении стабильности нелинейных свойств подобных систем. Вместе с тем в случае $T_2 = T_3$ (то есть при $k = 1$) имеет место неблагоприятный в данном смысле тепловой режим. Действительно, в этом случае вместо периодического решения (5) получим солитонное решение

$$T = T_2 + \frac{T_1 - T_2}{ch^2\left(\frac{z}{s}\right)}, \quad (12)$$

где

$$T_1 = \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\kappa_1}{\kappa_2} \right)^2 - \frac{4\kappa_0}{\kappa_2} \right]^{1/2}, \quad T_2 = \frac{3}{4} \frac{|\kappa_1|}{\kappa_2} - \frac{1}{2} T_1.$$

После подстановки (12) в граничные условия (3) получим следующее выражение для $\bar{P}$:

$$\bar{P} = \frac{24\chi}{d(T_1 - T_2)\kappa_2} \operatorname{arccch}^2 \left(\frac{T_1 - T_2}{T_0 - T_2} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Из (13) следует монотонная зависимость потока энергии от T_0 .

Рассмотрим краевые условия теплоизоляции пленки (4). В этом случае после подстановки (5) в указанные краевые условия получим

$$sn\left(\frac{d}{2s}, k\right) cn\left(\frac{d}{2s}, k\right) dn\left(\frac{d}{2s}, k\right) = 0, \quad (14)$$

где $sn(x, k)$, $cn(x, k)$, $dn(x, k)$ — эллиптические функции Якоби. Величины T_2 и T_3 могут быть определены как функции температуры T_1 из первых двух условий системы (6):

$$T_{34} = \frac{3|\kappa_1|}{2\kappa_2} - \frac{T_1}{T_2} + \left(\left[\frac{3|\kappa_1|}{4\kappa_2} + \frac{T_1}{2} \right]^2 - \frac{3\kappa_0}{\kappa_2} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Из условия (14) (учитывая, что $dn(x, k) \neq 0$) получим зависимость $\bar{P}(T_1)$:

$$\bar{P} = \frac{24m^2\chi \cdot K^2 \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_3} \right)}{d^2\kappa_2 \cdot (T_1 - T_2)}. \quad (16)$$

Таким образом, определив минимальное значение $\bar{P}_{\min} = \bar{P}(m=1) \equiv \bar{P}_1$ по наиболее оптимальному значению температуры T_1 , можно в дальнейшем получить согласно формуле (16) набор значений $\bar{P} = (\bar{P}_2, \bar{P}_3, \dots)$, которые не приведут к изменению максимальной температуры T_1 . Что

касается солитонного решения (12), то оно не удовлетворяет краевым условиям идеальной теплоизоляции при конечной толщине пленки.

В работе [1] приведено большое число зависимостей потока энергии от эффективного волнового числа для различных реальных слоистых структур. Так, например, в системе «подложка» (s) — пленка (f) — оптически нелинейный самофокусирующий покровный слой (c), характеризующийся показателями преломления $n_c = n_s = 1,55$, $n_f = 1,57$, реализуются TE -поляризованные нелинейные поверхностные волны. При расчете предполагалось также, что длина электромагнитной волны $\lambda = 0,515$ мкм (лазер на ионах аргона), отношение $d/\lambda = 6$, а для оптически нелинейного покрытия справедлив закон Керра $n = n_c + \frac{1}{2}c\epsilon_0 |\vec{E}|^2$ (где локальная интенсивность $I = \frac{1}{2}c\epsilon_0 |\vec{E}|^2$, c — скорость света, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, $\vec{E}$ — электрический вектор), $n_{2c} = 10^{-9} \frac{M^2}{Bm}$. Тогда, используя зависимость $P(\beta)$ и полагая $P_2 = 60 \frac{Bm}{M}$, найдем, что данному значению потока энергии будут соответствовать два эффективных волновых числа для TE -волн, а именно $\beta_1 = 1,569$ и $\beta_2 = 1,57$. Полагая в формуле (16) $m = 3$, найдем $P_3 = \frac{9}{4} P_2 = 135 \frac{Bm}{M}$. Данному значению мощности будут соответствовать волновые числа $\beta_1 = 1,569$ и $\beta_2 = 1,5695$. Таким образом, два качественно идентичных режима работы при существенном различии для значений потоков энергии не приводят к изменению температуры в центре пленки.

Литература

1. а) Михалаке Д., Назмитдинов Р.Г., Федянин В.К. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.1, с.198.
б) Михалаке Д., Назмитдинов Р.Г., Федянин В.К., Уанг Р.П. — ЭЧАЯ, 1992, т.23, вып.1, с.122.
2. Уварова Л.А., Федянин В.К. — Математическое моделирование, 1990, т.2, 2. с.40.

Рукопись поступила 4 марта 1993 года.

INCLUSIVE PRODUCTION OF NEUTRAL STRANGE PARTICLES IN ANTIDEUTERON-NUCLEI INTERACTIONS AT 12.2 GeV/c

B.V.Batyunya, I.V.Boguslavsky, D.Bruncko¹,
C.Coca², I.M.Gramenitsky, K.S.Medved,
T.Ponta², I.B.Šimkovicova

The data on inclusive production of Λ and K_S^0 in antideuteron-deuteron, antideuteron-carbon and antideuteron-lead interactions at 12.2 GeV/c are reported. The results are given on relative yields, rapidity distributions, average multiplicities of associated charged particles, and kinematical characteristics of neutral strange particles. The possible difference of production mechanisms for K_S^0 - and Λ -particles, as well as the enhancement of Λ -hyperons yield in events with the developed cascade, are also discussed. The data were obtained while irradiating the 2 m bubble chamber LUDMILA with a separated antideuteron beam at the Serpukhov accelerator.

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

Инклюзивное образование
нейтральных странных частиц
в антидейтрон-ядерных взаимодействиях
при импульсе 12,2 ГэВ/с

Б.В.Батюня и др.

В работе представлены экспериментальные данные по инклюзивному образованию Λ - и K_S^0 -частиц во взаимодействиях антидейтронов с ядрами дейтерия, углерода и свинца при 12,2 ГэВ/с. Приведены результаты по относительным выходам, быстротным распределениям, средним ассоциативным множественностям заряженных частиц в первичном взаимодействии и кинематическим характеристикам нейтральных странных частиц. Обсуждаются также возможное различие механизмов образования K_S^0 - и Λ -частиц и увеличение выхода Λ -гиперонов в событиях с развитым каскадом. Данные были получены при облучении 2-метровой пузырьковой камеры ЛЮДМИЛА сепарированным пучком антидейтронов на ускорителе ИФВЭ.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

¹Institute of Experimental Physics, Slovak Acad. of Sciences, Kosice, Slovakia

²Central Institute of Physics, Bucharest, Romania

1. Introduction

Till the present moment, the processes of $\bar{N}N$ annihilation have been studied thoroughly. At the same time, the mechanisms of antinucleon-nucleus interactions are still relatively unknown. The nucleus, especially a heavy one, can influence the elementary $\bar{N}N$ interaction, and modify seriously the final hadron state formation picture.

The creation of pure and intensive antiproton beams has given new possibilities of studying some unusual phenomena occurring at antiproton annihilation in nuclear matter [1,2]. Annihilation could release rather large energy (~ 2 GeV) in a small volume (~ 1 fm³) of nuclear medium [25], that could lead to the creation of «hot drops» inside the nucleus. Also, the production of several pions in a small region and conversion of a large fraction of annihilation energy into the kinetic energy of the nucleons could result in some specific effects like «nuclear explosion» [3].

It is expected that if high energy density could be reached in some region inside the nucleus, these extreme conditions would lead to the formation of deconfined phase of nuclear matter. The first predicted signature of the deconfined phase formation was an enhancement of s and $\bar{s}$ quarks concentration in a quark-gluon plasma, relative to $u\bar{u}$ and $d\bar{d}$ pairs [4], and the strange particle production was intensively studied in this context [5].

Yet there is no unambiguous experimental evidence of the existence of quark-gluon plasma. But the processes of strange particle production in hadron-nucleus collisions themselves are of great interest, as the strange particles are very sensitive to any details of the production mechanism. Strange quarks are not «prepared» in the projectile antinucleon and they should be produced from the sea quarks on early stage of the interaction, whereas non-strange quark pairs be produced at all stages.

The number of experimental data on strangeness enhancement in antinucleon-nucleus interactions is limited. The statistics in bubble chamber experiments is usually low, whereas the rejected acceptance gives rise to various methodical difficulties in counter experiments. Concerning the data on neutral strange particle production, there were only a few published results [6—15].

In all these experiments, at energies of 0—4 GeV, the unexpectedly high Λ -hyperon production was observed. Even at LEAR energies, the Λ yields below threshold are large and comparable to K_s^0 yields, that could not be explained by interaction with a single nucleon. One can find the review of the experimental situation in [2].

Various models have been used to explain the high Λ yield. In [17] the strangeness enhancement in $\bar{p}$ -Ta data at 4 GeV/c were considered to be the result of the supercooled quark-gluon plasma formation at $T < 60$ MeV.

In [18,19] this phenomenon is explained in terms of multinucleon absorption reactions. In the framework of the statistical picture it was found that in $B \geq 1$ annihilation the strangeness production is substantially increased as compared to $B = 0$ annihilation. (B is the baryon number of the annihilating system). But the experimental results on formation frequency of the $B \geq 1$ fireball, are still rather contradictory.

At the same time, the data on Λ and K_s^0 production in $\bar{p}$ -interactions with heavy targets were explained satisfactorily within the framework of the intranuclear cascade models [20—24]. In these models, the strong rescattering effects in antiproton annihilation on nuclei were taken into account. The Λ production characteristics were reproduced under the assumption that strangeness is produced in conventional $\bar{N}N$ processes and then redistributed through subsequent pion-nucleon rescattering and absorption:

$$\begin{aligned} \bar{N}N &\rightarrow \bar{K}K + (m\pi), \text{ followed by} \\ &\bar{K}N \rightarrow \Lambda X, \quad \bar{K}NN \rightarrow \Lambda NX; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{N}N &\rightarrow (m\pi) + X, \text{ followed by} \\ &\pi^0 p \rightarrow \Lambda K^+, \quad \pi^- p \rightarrow \Lambda K^0; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{N}N &\rightarrow \eta(\omega) + X, \text{ followed by} \\ &\eta(\omega) + p \rightarrow \Lambda + K^+, \quad \eta(\omega) + n \rightarrow \Sigma^0 + K^+, \dots \end{aligned}$$

The detailed studies of hA interactions at 200 GeV/c by NA5 Collaboration [16] inspired the description of strangeness enhancement in the framework of Dual Parton Model [34]. The role of reabsorption effects for strangeness production at this energy was also discussed [28].

The further studies of strangeness production at various energies, and targets, are of great interest. The characteristics of these processes — particles temperatures, relative yields, rapidity distributions, and especially those characteristics triggered by high charged multiplicities, may reveal possible existence of collective effects in nuclear matter.

2. Antideuteron as a Projectile

At energies lower than 1 GeV, the annihilation cross section is large, so, most of the slow antinucleons interact at the surface of the target nucleus.

Only a small fraction of antinucleon could penetrate deep enough and thermalize the nucleus [3].

At high energies, the ability of annihilation products to interact inside the nucleus is greatly suppressed due to the relativistic growth of the formation length [28,34].

Obviously, there should be an optimum antinucleon energy for excitation of a nucleus. In [25] it was shown that at 6 GeV/c an antinucleon (or antideuteron at 12 GeV/c) is a very good tool to investigate these effects because at this energy antinucleons can penetrate deep enough into a nucleus, and the emitted pions are concentrated in a narrow cone (with the average angle about 10 degrees). Also, the ability of antideuterons to produce the high temperatures in a nucleus due to simultaneous annihilation of both the antinucleons was predicted.

On the contrary, recent cascade calculations [26] have shown that due to the limited dimensions of the excited region both in space and time, the antideuteron does not appear to be a suitable tool to study quark-gluon plasma effects.

The question whether the interactions of antideuterons in nuclei could deliver some information on a short range correlation in the target nuclei was discussed in [35]. It has been found that antideuterons are not an effective tool for these studies, because antibaryons are (on the average) too far from each other.

In this paper we report our experimental data on neutral strange particle production in antideuteron interactions with deuterium, carbon and lead nuclei. We were looking for the peculiarities of neutral strange particle production in $\bar{d}A$ -interactions, that may reflect some interesting dynamics, similar to those found in $\bar{p}A$ -interactions at lower energies.

Antideuteron as a projectile is a more complicated object for analysis than antiproton. At our energy the NN annihilations cross section is about 40% of the total inelastic cross section, and there is a large probability for antideuteron to have no annihilation interactions in nucleus at all.

Also, the average radius of an antideuteron is about 1.5 fm compared to the radius of light nucleus and not much smaller than the radius of a heavy nucleus (8 fm for lead). Therefore, if one of antinucleons interacts close to the nucleus edge, another antinucleon with a marked probability passes through or by the nucleus without interaction.

This process allows one to mark the peripheral interactions of antinucleons with the nucleus. The interactions with the registered fast antiproton-spectator are enriched by peripheral $\bar{N}A$ interactions. We expect that the strangeness production should be somewhat different for these events compared with the central collisions.

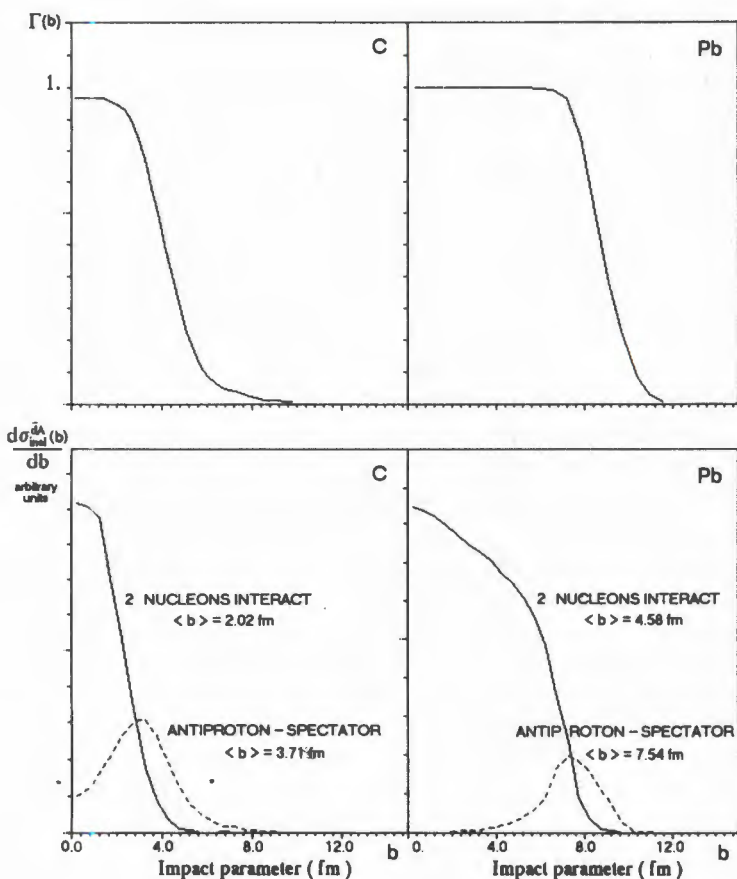


Fig.1. The profile functions for carbon and lead nuclei and antideuteron impact parameter distributions. Dashed lines show the distributions in the case when antiproton does not interact with the nucleus and reveals as a spectator

Fig.1 shows the profile functions for carbon and lead nuclei, and the results of Glauber calculations for $\bar{d}A$ -interactions [27]. The impact parameter distribution shows that in events with antiproton-spectator the second antinucleon interacts close to the surface of the target nucleus.

The number of interactions with fast $\bar{p}$ -spectator decreases while the target nucleus mass grows. In our experiment the registered number of these events was 39%, 23%, and 11% for deuterium, carbon and lead, respectively.

Both — the arrangement of our experiment and data handling procedures were described in detail in [15].

The 2 m HBC LUDMILA was exposed to a 12.2 GeV/c antideuteron beam at the Serpukhov accelerator. Before separation, the ratio of π^- to $\bar{d}$ was as high as $10^6:1$. A two-stage scheme of separation was used to suppress the hadron background. The intensity of antideuterons was about $0.5\bar{d}$ per picture.

Filled with liquid deuterium, the internal track-sensitive target was installed inside the chamber. The main task of the experiment was to study the multinucleon effects in the antideuteron-deuteron interactions. Also, we were able to observe and measure the interactions of beam antideuterons in lexan ($\text{H}_{14}\text{C}_{16}\text{O}_3$) and lead plates inside the chamber. The lexan plate was 12 mm thick and lead plate — 3 mm.

Lexan is not a pure nuclear target. The probability for an antideuteron to interact with various nuclei in lexan was calculated as $P(\text{C/O/H}) = 0.74/0.17/0.09$. In this paper, $\bar{d}$ -lexan interactions are denoted as $\bar{d}\text{-C}$.

The neutral strange particles were observed through the charged decay modes; four kinematical hypotheses were tried for each V^0 :

$$K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$$

$$\Lambda \rightarrow \bar{p} + \pi^+$$

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

No attempts have been made to separate Λ ($\bar{\Lambda}$) from Σ^0 ($\bar{\Sigma}^0$) production. The classification of V^0 was based on kinematical fit results as well as ionization data [15].

The total number of registered $\bar{d}A$ interactions and the numbers of measured and corrected vees are presented in Table I.

For the events with antiproton-spectator, the limited number of neutral strange particles did not allow us to perform detailed studies. In this paper, only relative yields are reported for these reactions.

The charged tracks of primary interactions with vees (V^0 or γ) were also measured. The bubble density of the tracks was compared with geometrical program data. We were able to distinguish electrons, pions and protons in the momentum range $P < 1.5$ GeV/c and for dip angles less than 65 degrees.

Table 1. Total number of interactions and number of measured and corrected vees in $\bar{d}A$ experiment

REACTION	Fitted, unweighed	Weighed, corrected
$(\bar{d} + \pi^-) + d \rightarrow \text{inelastic}$	7800 scanned	
$(\bar{d} + \pi^-) + d \rightarrow K_s^0 + X$	106	240
$(\bar{d} + \pi^-) + d \rightarrow \Lambda + X$	86	174
$(\bar{d} + \pi^-) + d \rightarrow \bar{\Lambda} + X$	38	72
$(\bar{d} + \pi^-) + d \rightarrow \gamma + X$	229	
$(\bar{d} + \pi^-) + C' \rightarrow \text{inelastic}$	3750 scanned	
$(\bar{d} + \pi^-) + C' \rightarrow K_s^0 + X$	77	167
$(\bar{d} + \pi^-) + C' \rightarrow \Lambda + X$	59	138
$(\bar{d} + \pi^-) + C' \rightarrow \bar{\Lambda} + X$	9	23
$(\bar{d} + \pi^-) + C' \rightarrow \gamma + X$	308	
$(\bar{d} + \pi^-) + \text{Pb} \rightarrow \text{inelastic}$	3890 scanned	
$(\bar{d} + \pi^-) + \text{Pb} \rightarrow K_s^0 + X$	204	479
$(\bar{d} + \pi^-) + \text{Pb} \rightarrow \Lambda + X$	299	597
$(\bar{d} + \pi^-) + \text{Pb} \rightarrow \bar{\Lambda} + X$	7	13
$(\bar{d} + \pi^-) + \text{Pb} \rightarrow \gamma + X$	656	

Beam contamination with negative π^- mesons was an obvious source of systematic errors in our experiment. The contribution from the background interactions was accounted using both: data extrapolating on strange particle production in π^- -nuclei interactions at close energies, and the Monte-Carlo simulated π^- -nuclei events at 12.2 GeV/c, obtained with FRITIOF code. The contribution of V^0 from the background events was the reason of the bigger uncertainties in our final results we had expected.

The beam contamination was estimated at the level of $1.73 \pi^-$ per 1 $\bar{d}$. It means that the number of background interactions could reach 35% of all interactions in deuterium target, 45% for lexan and 50% for lead plates. Though this admixture was lower for the events with V^0 , nevertheless the background extraction procedure was the most complicated part of data analysis and the source of permanent troubles.

3. Yield Ratios Λ/K_s^0

In $\bar{p}p$ - and $\bar{p}d$ -interactions at momentum range of 0—12.0 GeV/c, the production cross sections for K_s^0 exceed considerably the corresponding ones for Λ . The typical values for the ratios of production cross sections in elementary $\bar{N}N$ collisions are $R_{\Lambda/K_s^0} = 0.2—0.5$ [11].

Recently, the neutral strange particle production on nuclear targets has been also studied, though not many experimental results have been published:

- the measurements of $\bar{p} + C, Ti, Ta, Pb$ at (0—450) MeV/c [6];
- the KEK measurements of $\bar{p}$ Ta interactions at 4 GeV/c [7];
- the streamer chamber measurement of PS 179 experiment at LEAR ($\bar{p} + He^3, He^4$ and Ne^{20} at rest and at 600 MeV/c) [8—11];
- results on strange particle production obtained at ITEP ($\bar{p} - Xe$ at 0—0.9 GeV/c) [12,13];
- the measurements of ASTERIX ($\bar{p} + N^{14}$ at rest) [14].

The most striking feature of all the data obtained in those experiments, is the unexpectedly high Λ -hyperon production yields. The ratios R_{Λ/K_s^0} were found to be greater for about one order of magnitude than in $\bar{N}N$ interactions [2,11]. Even for stopping antiprotons, the Λ yield turns out to be high and comparable with the K_s^0 production cross section.

Obviously, the strangeness in $\bar{p}A$ reactions is enhanced due to the effect of nuclear medium, and cannot be calculated from $\bar{N}N$ data using simple geometrical extension. At LEAR energies the production of a Λ on a single nucleon is forbidden (as the threshold for reaction $\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ is $p = 1435$ MeV/c), and several nucleons should be obligatory involved into this interaction.

In our experiment, we calculated the ratios:

$$R_{K_s^0} = \frac{N(K_s^0)}{N_{inelastic}}$$

$$R_{\Lambda} = \frac{N(\Lambda) + N(\Sigma^0)}{N_{inelastic}}$$

$$R_{\Lambda/K_s^0} = \frac{N(\Lambda) + N(\Sigma^0)}{N(K_s^0)}.$$

The main contribution to our data errors comes from the background extraction procedure.

These ratios are directly connected with multiparticle effects in complex nuclei. They also may be indicative of cascading mechanisms which may lead to enhanced Λ -production relative to non-cascading K_s^0 .

The observed Λ/K_s^0 production ratios for antideuteron-nuclei collisions and the same ratios for the events with antiproton-spectator are shown in Table IIa. They are close to those ones obtained in $\bar{p}A$ experiments at lower energies. But there is a significant difference between the peripheral and central events.

The yields of K_s^0 and Λ are presented in Table IIb; they depend on target mass, but $R(K_s^0)$ yield depends more moderately on A .

Table IIa. Production ratios R_{Λ/K_s^0} and $R_{\bar{\Lambda}/\Lambda}$ in $\bar{d}$ -nuclei interactions at 12.2 GeV/c.
Background is extracted

	$\bar{d}-d$	$\bar{d}-C'$	$\bar{d}-Pb$
R_{Λ/K_s^0} all events	0.89 ± 0.17	1.11 ± 0.32	1.98 ± 0.33
$R_{\Lambda/K_s^0} + \bar{p}$ -spectator	0.59 ± 0.23	0.63 ± 0.28	0.93 ± 0.40
$R_{\bar{\Lambda}/\Lambda}$ all events	0.68 ± 0.13	0.26 ± 0.09	0.03 ± 0.01

Table IIb. Relative yields of Λ (R_Λ), K_s^0 ($R_{K_s^0}$) and $\bar{\Lambda}$ ($R_{\bar{\Lambda}}$)
(per registered primary interaction in the target). Background is extracted

	d	C'	Pb
$R_{K_s^0} \%$	2.57 ± 0.43	4.02 ± 1.16	14.5 ± 4.0
$R_{K_s^0} \%$ $\bar{p}$ -spectator events	2.37 ± 0.50	4.20 ± 1.37	11.4 ± 3.2
$R_\Lambda \%$	2.24 ± 0.33	4.25 ± 1.03	27.9 ± 5.0
$R_\Lambda \%$ $\bar{p}$ -spectator events	1.40 ± 0.39	2.65 ± 1.09	10.3 ± 3.6
$R_{\bar{\Lambda}} \%$	1.52 ± 0.19	1.10 ± 0.30	0.85 ± 0.24

We have also observed a dramatic difference in Λ and $\bar{\Lambda}$ productions, especially for a heavy nucleus. The yield ratio $\bar{\Lambda}/\Lambda$ was found as $3 \cdot 10^{-2}$ for lead.

The behaviour of neutral strange particle production on target mass, is shown in Fig.2. It is obvious that dependencies of Λ , K_s^0 and $\bar{\Lambda}$ yields are different. At the same time, the V^0 's from peripheral interactions behave very similar. (The statistics for $\bar{\Lambda}$'s is insufficient, and the data are not shown for stripping events).

The difference in yields for peripheral and central interactions is very surprising. The mean values of antideuteron impact parameters (Fig.1) show that in stripping events the second nucleon interacts very closely to the edge of the target nucleus. One could suppose that the conditions for Λ 's production if they are produced in the secondary rescattering processes, are less favourable in peripheral interactions. At the same time, it should not greatly influence K_s^0 yields, if K_s^0 -mesons appeared from the primary $\bar{N}N$ interaction.

We have also investigated the dependence of neutral strange particle production on the number of charged particles in the interaction. In Fig.3 the relative yields $R_{K_s^0}$ and R_Λ (per registered interaction in the target) are plotted as a function of the total charged multiplicity and multiplicities of «fast» and «slow» particles.

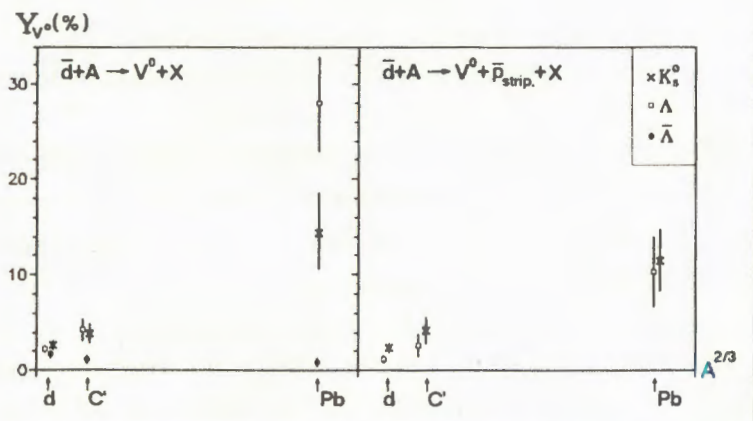


Fig.2. Relative yields of K_s^0 -, Λ - and $\bar{\Lambda}$ -particles for various nuclear targets in our experiment. Target masses are shown as $A^{2/3}$

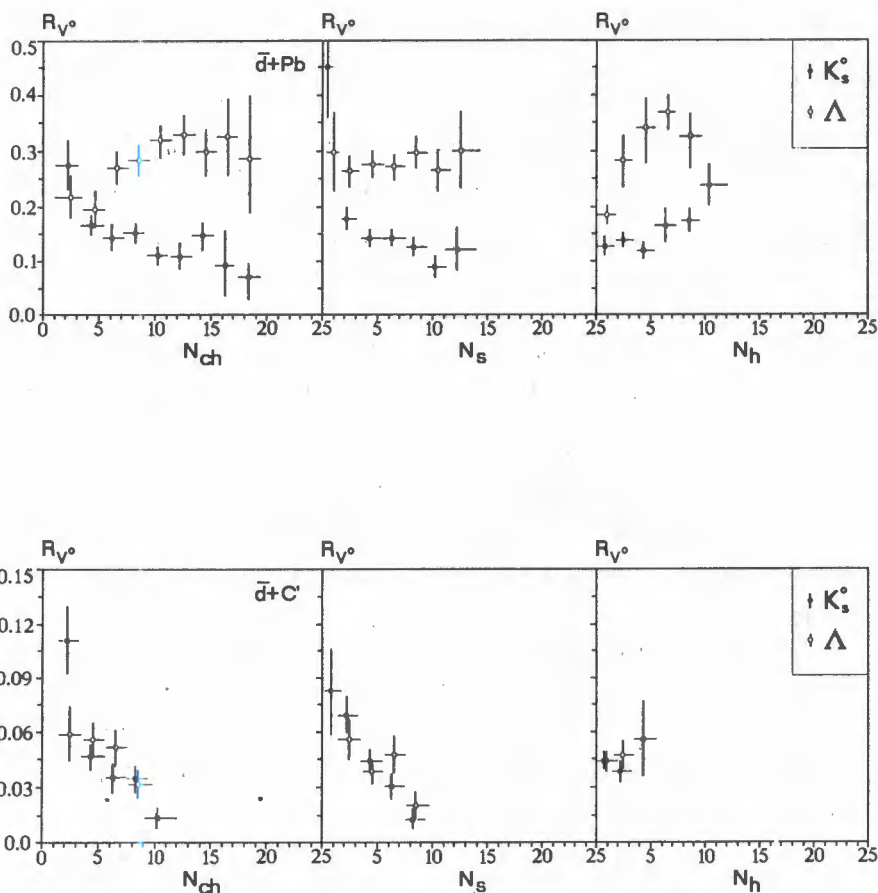


Fig.3. Yields of K_s^0 and Λ plotted as a function of n_{ch} , n_s and n_h for carbon and lead nuclei

The K_s^0 -yield is the highest in a low-multiplicity region, as the events with $n_{ch} = 1, 2, 3$ are enriched with interactions with quasi-free nucleon at the nuclear periphery. But in high-multiplicity events we observed a relative increase of Λ production (over K_s^0 production).

For carbon nucleus the data tendencies for both the strange particles are similar within the errors. At the same time, for lead nucleus the dependencies of K_s^0 and Λ yields on charged multiplicity, differ greatly. It may reflect the fact that in heavy nucleus the effects of nuclear medium become sufficient, and the production mechanisms for these particles may be different.

The number of emitted charged particles, especially slow ones, can serve a measure of the number of reinteractions inside nucleus. The dependence of Λ yield on the number of charged particles will be discussed in detail in chapter 5, in connection with the « Λ retention property» [28].

4. Rapidity Distributions

Rapidity distribution of emitted particles allows one to find the frame of reference where the distribution is centered around zero. Then the mass of the participating nuclear matter (i.e. the effective number of interacting target nucleons) be determined [2,7].

Fig.4 shows the rapidity distributions of neutral strange particles in $\bar{d}A$ interactions. The shift of rapidity distributions towards the lower values, compared to $\bar{N}N$ center of mass rapidity, was observed.

In Table III the effective targets received from the rapidity distributions measured in KEK and PS179 experiments, are given. It is shown that the effective target of 8—13 nucleons is required to produce Λ , but 1—3 nucleons are necessary for K_s^0 production. It was interpreted as if Λ 's were produced on a soft lumps consisting of several nucleons.

The masses of effective targets calculated for antideuteron interactions are also presented in Table III. They are lower than in the case of $\bar{p}A$ interactions. The data on Λ coincides with the c.m. frame of the system N together with (5 nucleons) as an effective target. For K_s^0 the effective target is only a bit heavier than 1N in comparison with 3N at 4 GeV/c.

Table III. Number of nucleons as effective target for strangeness production in various reactions

Reaction and Momentum (GeV/c)		Effective Target (N of nucleons)	
		K_s^0	Λ
0.6	$\bar{p}$ -Ne [10]	1	8^{+7}_{-3}
4.0	$\bar{p}$ -Ta [7]	3	13
12.2	$\bar{d}$ -d	1.0	2.4
12.2	$\bar{d}$ -C'	1.2	2.8
12.2	$\bar{d}$ -Pb	1.5	5.0

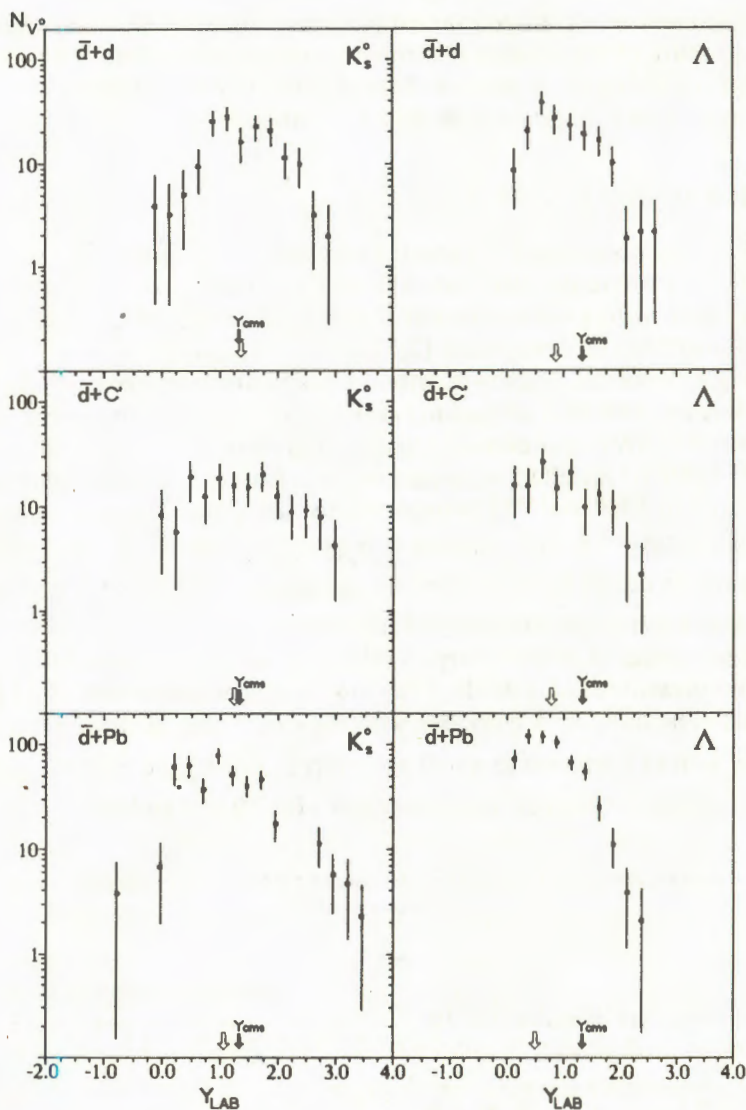


Fig.4. Rapidity distributions of neutral strange particles in $\bar{d}A$ interactions. Black arrows show the c.m.s. rapidity for NN reaction; white arrows show the centers of the V^0 's rapidity distributions

We would like to make a comment on the procedure of calculating the masses of effective targets. These calculations should strongly imply the angular symmetry of neutral strange particle emitting in a new shifted ref-

erence frame. Usually this symmetry is never observed in the experiment, as many production processes are involved, and the total angular distribution is the sum of several distributions [31], that may not necessarily have symmetrical shape.

Thus, in [7] some special cuts were done to decrease the contribution of V^0 's from the single nucleon interactions, and obtain the spherical symmetry for the spectrum of emitted particles.

In our experiment, we were not able either to obtain a symmetrical shape of angular distribution about $\cos \theta^*$ varying the effective target mass.

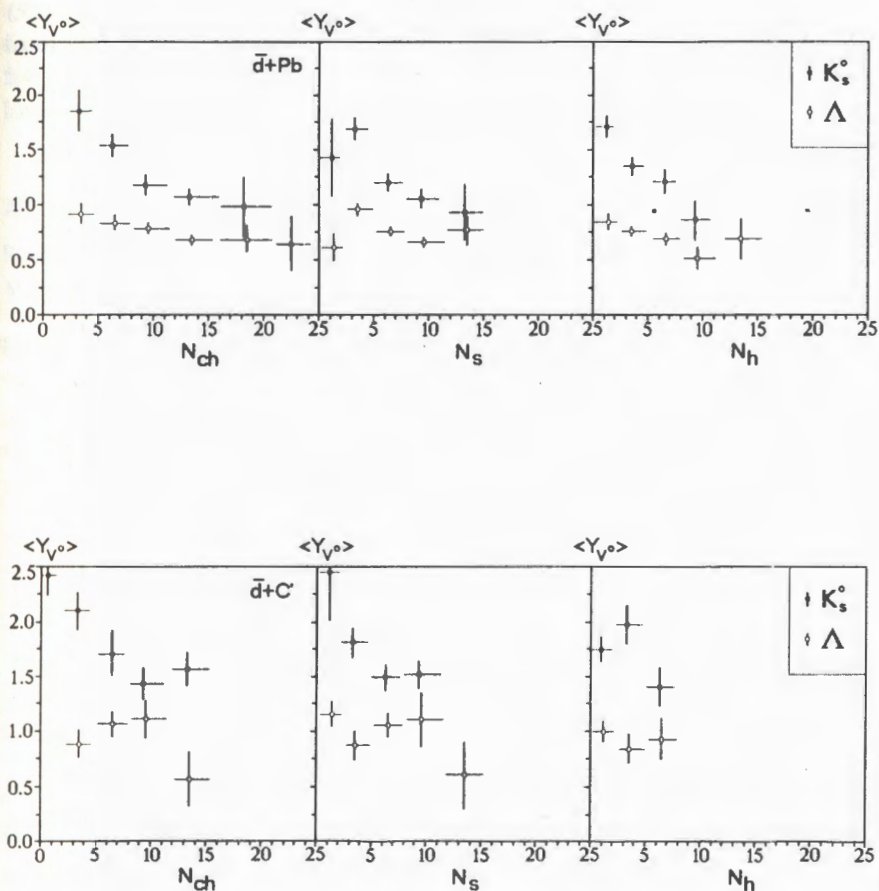


Fig.5. Mean rapidities of V^0 's plotted as functions of charged tracks multiplicity

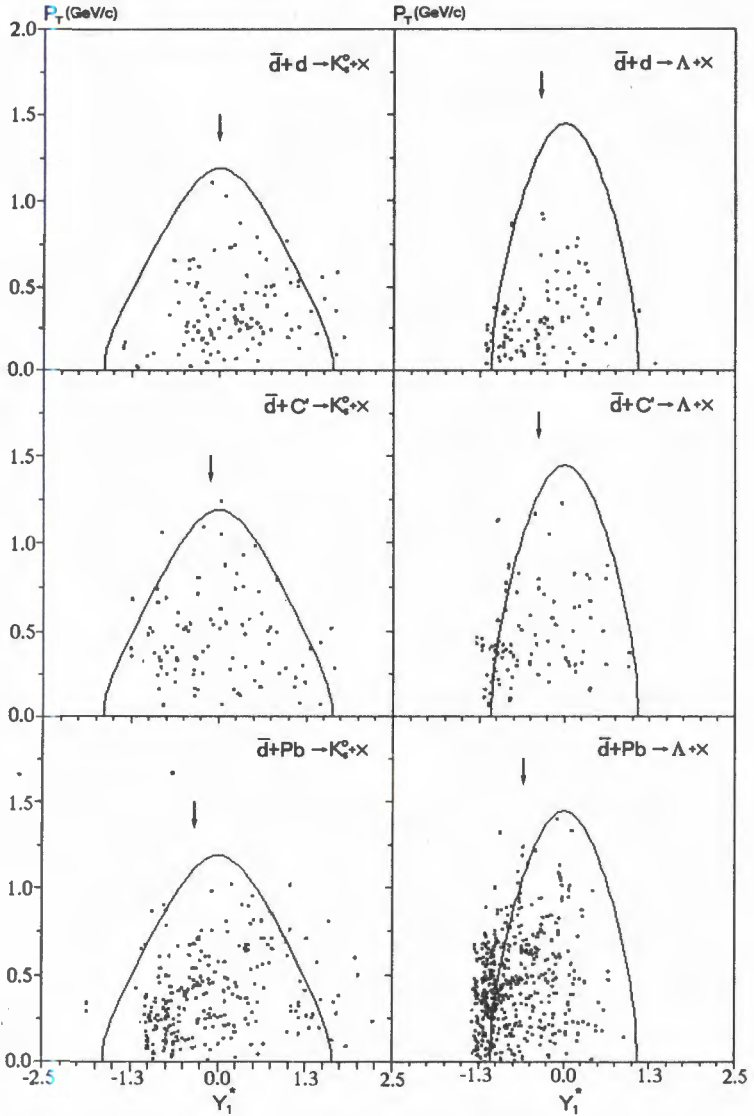


Fig.6. Scatter plots of $Y_{1-p_i}^*$. Solid curves show kinematical limits in $\bar{N}N \rightarrow K_S^0 \Lambda N$ and $\bar{N}N \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ reactions. Arrows mark the centers of rapidity distributions

Figure 5 shows the V^0 's mean rapidity $\langle Y_{lab} \rangle$ as a function of the number of charged tracks. For low multiplicities, the rapidity values are syste-

matically higher due to their shift to one-nucleon kinematics in elementary $\bar{N}N$ processes. We could have obtained the higher values for the effective target masses and uniform angular distributions, considering only high-multiplicity events, though this procedure seems to be rather incorrect and suitable only for illustrative purpose.

Also, it is known from $\bar{p}p$ -interactions that Λ and $\bar{\Lambda}$ behave as the fragments of the target proton and projectile antinucleon, respectively; and the rapidity distribution for Λ is always shifted towards lower rapidity relatively to $\bar{N}N$ center-of-mass reference frame. Using these calculations for $\bar{p}p$ interaction at 4 GeV/c, we could have obtained the mass of the effective target equal to 5—6 nucleons, (Fig. 10 in Ref. [7]), but that is of no physical sense.

In our experiment the calculated mass of effective target for Λ is about (5 nucleons) in the lead nucleus. But if one calculates the rapidity shift not from $\bar{N}N$ -c.m.s., but from the system obtained using mean rapidity values for Λ in $\bar{p}p$ or $\bar{d}d$ -interactions, the effective target mass would become lower than the three-nucleon mass.

To show the difference from $\bar{N}N$ -kinematics, scatter plots $Y_{1-p_i}^*$ for K_s^0 and Λ in $\bar{d}A$ -interactions are presented in Fig. 6. (Y_1^* is the V^0 's rapidity in $\bar{N}N$ c.m.s.). The solid curves indicate the kinematical limits for V^0 's in elementary processes $\bar{N}N \rightarrow K_s^0 \Lambda N$ and $\bar{N}N \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$. The data points for K_s^0 lie uniformly inside the kinematical boundaries, but the points for Λ 's are shifted towards the lower boundary, and for $\bar{d}$ -Pb interactions about 35% of Λ 's lie outside this region. It may indicate that some collective multinucleon processes were involved in the Λ 's production on a heavy nucleus, contrary to the K_s^0 production.

5. Mean Multiplicities of Associated Charged Particles

The average charged prong multiplicities at the production vertices with and without associated V^0 's are presented in Table IV. The mean multiplicities $\langle n_s \rangle$ and $\langle n_h \rangle$ are also given. The «h»- and «s»-particles are the particles with the velocities $\beta > 0.7$ and $\beta < 0.7$, respectively. The separation point $\beta = 0.7$ between fast (= «shower») and slow (= «heavy») tracks is the same as in the emulsion experiments.

The real multiplicities in $\bar{d}A$ interactions are higher than those in Table IV, because in our experiment most of the charged particles with the momenta lower than 100–200 MeV/c are surely to be absorbed in the targets.

In the lower part of Table IV the data for $\bar{d}$ –Pb interactions with observed $\bar{p}$ -spectator are also presented. These values are obviously much smaller than ones for all $\bar{d}$ –Pb interactions. This fact proves our conclusion about the peripheral character of these interactions.

Table IV. Corrected mean charged multiplicities for $\bar{d}$ -nuclei collisions. Charged multiplicities from events with antiproton-spectator are marked by asterisk. Background is extracted

LEXAN			
	Without V^0	With K_S^0	With Λ
n_{ch}	9.81 ± 0.23	7.00 ± 0.31	7.98 ± 0.31
n_-	4.51 ± 0.11	3.03 ± 0.16	3.28 ± 0.18
n_+	5.30 ± 0.13	3.97 ± 0.18	4.70 ± 0.22
n_s	8.36 ± 0.19	5.15 ± 0.21	5.82 ± 0.34
n_h	1.45 ± 0.11	1.85 ± 0.20	2.16 ± 0.11
LEAD			
	Without V^0	With K_S^0	With Λ
n_{ch}	14.52 ± 0.15	14.37 ± 0.31	14.59 ± 0.31
	$7.54 \pm 0.58^*$		$6.67 \pm 1.04^*$
n_-	4.12 ± 0.09	3.23 ± 0.10	2.76 ± 0.09
	$2.71 \pm 0.24^*$		$2.21 \pm 1.41^*$
n_+	10.40 ± 0.22	11.14 ± 0.27	11.83 ± 0.19
	$4.82 \pm 0.42^*$		$4.46 \pm 0.71^*$
n_s	8.62 ± 0.19	7.86 ± 0.20	7.12 ± 0.17
	$4.71 \pm 0.57^*$		$4.35 \pm 0.60^*$
n_h	5.90 ± 0.17	6.51 ± 0.21	7.48 ± 0.15
	$2.83 \pm 0.60^*$		$2.32 \pm 0.50^*$

The main features of multiplicity characteristics are seen as follows:

— n_s and n_- depend weakly on target mass;

— for the events with neutral strange particles n_s is smaller than for the ordinary events;

— for the events with Λ particle $\langle n_h \rangle$ always exceeds $\langle n_h \rangle$ value for the events without Λ production. It may indicate the importance of secondary reinteraction processes for strangeness production.

Nikolaev [28] puts out the concept of « Λ retention property»: once Λ was produced in fragmentation of a target nucleon, it was not absorbed, but the $K^0/\bar{K}^0$ could reinteract, disappear and produce Λ .

Λ 's production is very sensitive to any reabsorption of the produced particles, followed by the generation of surplus Λ 's. The number of h -particles was traditionally considered as a measure of the number of projectile collisions and secondary reinteractions inside the nucleus [28—30]. The resulting increase of mean multiplicity of the charged and h -particles in the events containing Λ was also predicted.

The observed dependence of Λ 's production yield on n_{ch} and n_h for d -Pb collisions (Fig.3) is in agreement with the prediction of [28].

6. Kinematical Characteristics of Neutral Strange Particle

In Table Va some kinematical characteristics of neutral strange particles are given.

The difference between the Λ and K_s^0 and mean momenta for all the target masses reflects the difference in production mechanisms for these particles. Also, for the lead nucleus, the mean values for the neutral strange particles momentum are lower than the values for light nuclei.

The influence of number medium turns out to be sufficient for both: the K_s^0 and the Λ spectra. For the deuterium target, one can assume that K_s^0 -mesons are produced mostly in elementary $\bar{N}N$ interactions; but for a heavy nucleus this assumption seems to be simplified. The cross section of strangeness-exchange reactions like $\bar{K}N \rightarrow \Lambda \pi$ is a decreasing function of a kaon momentum [24], so one could expect that the spectrum of emitted K_s^0 should be enriched with the high-momentum component. The data of our experiment do not prove this suggestion.

Table Va. Kinematical characteristics of neutral strange particle in $\bar{d}$ -A interactions.
All values are given in (GeV/c), (GeV/c)²

	$\bar{d}$ -d	$\bar{d}$ -C'	$\bar{d}$ -Pb
$\langle p_t \rangle K_s^0$	0.349 ± 0.023	0.430 ± 0.027	0.431 ± 0.016
$\langle p_t^2 \rangle K_s^0$	0.172 ± 0.023	0.236 ± 0.028	0.222 ± 0.016
$\langle P \rangle K_s^0$	2.14 ± 0.25	2.03 ± 0.25	1.28 ± 0.17
$\langle p_t \rangle \Lambda$	0.295 ± 0.021	0.487 ± 0.034	0.457 ± 0.015
$\langle p_t^2 \rangle \Lambda$	0.124 ± 0.017	0.297 ± 0.041	0.279 ± 0.017
$\langle P \rangle \Lambda$	1.52 ± 0.20	1.60 ± 0.21	1.16 ± 0.09

Table Vb. The inverse slope paramteres (MeV)
for neutral strange particles momentum spectra at various energies

Reaction Momentum (GeV/c)	$\bar{d}$ -d 12.2	$\bar{d}$ -C' 12.2	$\bar{d}$ -Pb 12.2	$\bar{d}$ -Ta [7] 4	$\bar{d}$ -Xe [12] at rest	$\bar{d}$ -Xe [16] 200
T^0 from $P^* K_s^0$	110 ± 10	169 ± 14	172 ± 11	135 ± 13	117 ± 15	173 ± 22
T^0 from $p_t K_s^0$	104 ± 14	145 ± 17	158 ± 12			
T^0 from $P^* \Lambda$	88 ± 9	119 ± 28	138 ± 11	97 ± 6	53 ± 9	144 ± 17
T^0 from $p_t \Lambda$	81 ± 19	108 ± 20	119 ± 9			

The neutral strange particles momentum spectra were fitted to relativistic Maxwell-Boltzmann distribution $dN/dp = A(p^2/E) \exp(-E/T^0)$ [12,14], where the normalization constant A and the temperature T^0 are experimental parameters. For comparison with the other experiments, the fit was fulfilled in the reference system where $\langle Y^* \rangle$ is equal to zero. All the spectra were described satisfactory using one temperature parameter.

Figure 7 presents the distributions of the transverse momentum squared for K_s^0 and Λ particles. These distributions were fitted to an exponential form $A \exp(-Bm_t)$, where m_t is the transverse mass.

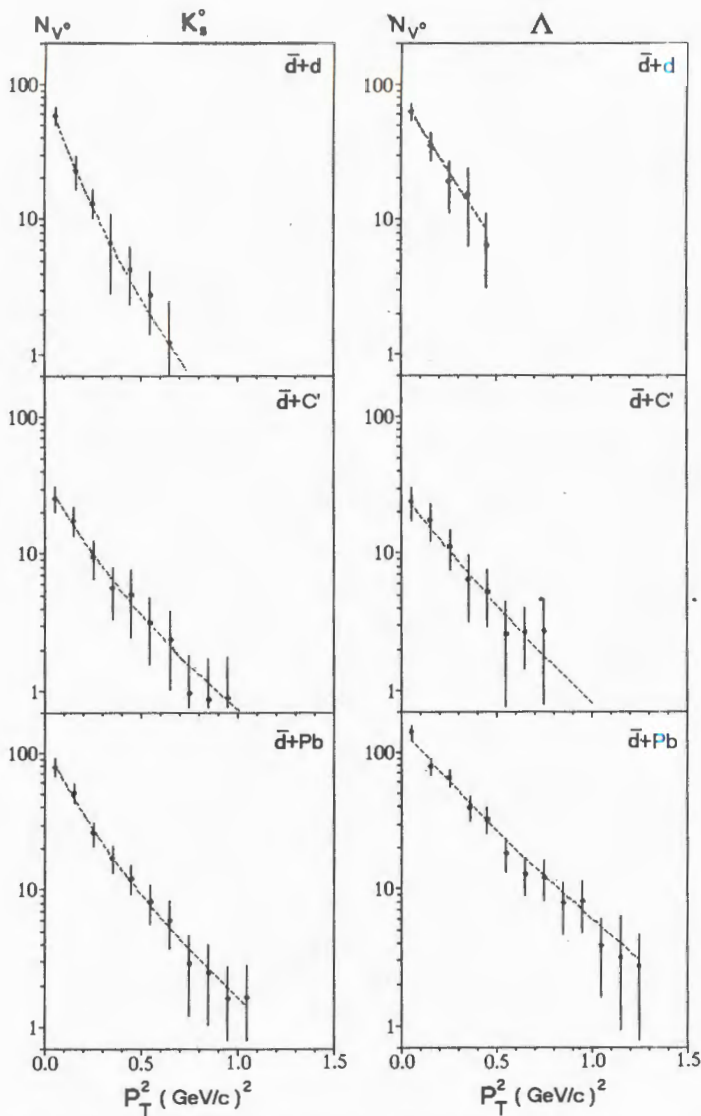


Fig. 7. P_T^2 distributions of V^0 -particles in $\bar{d}A$ -interactions. The fit is explained in the text

The values for inverse slope parameters T^0 and $1/B$ in both: the momentum and the transverse momentum fits, are given in Table Vb. They are close to those obtained in $\bar{p}A$ -interactions [7,12,16].

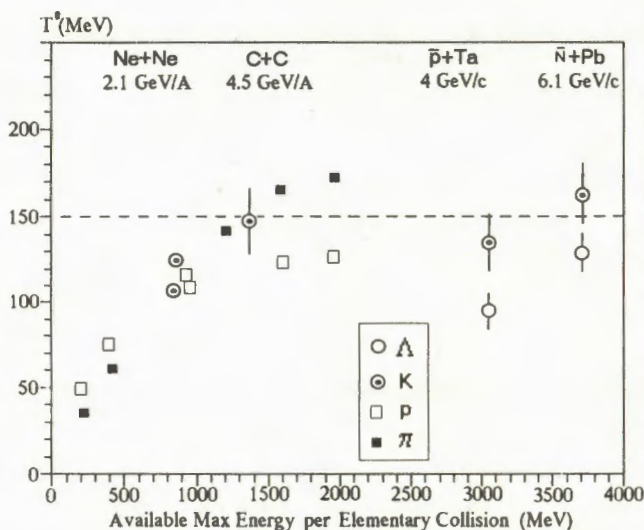


Fig. 8. The slope parameters versus «available maximum energy per elementary collision» in various nuclear reactions (Ref. [32])

Figure 8 shows a summary of the parameter T^0 plotted versus «available maximum energy per elementary collision», which is defined as

$$E = \sqrt{s} - 2M_p \text{ for proton-induced}$$

and $E = \sqrt{s}$ for antiproton-induced reactions.

The picture is taken from [32]. The parameter T^0 for $\bar{d}$ -Pb interactions does not differ greatly from the values obtained in $\bar{p}$ -nucleus or ion collisions.

The dashed line indicates the lowest estimate of the critical temperature for $q\bar{q}$ -plasma transition; though the more realistic estimation for $T_{critical}^0$ is about 220 MeV at corresponding energy density 1–2 GeV/fm³ [33].

In Table VI the kinematical characteristics on negative hadrons in $\bar{d}A$ interactions are presented. These characteristics seem to be not very sensitive to the reaction mechanism, contrary to neutral strange particles.

In Fig. 9 we compare the rapidity distributions of negative tracks (mostly pions) produced in interactions with Λ -particles and in ordinary interactions. The observed shift towards the lower rapidity may indicate the presence of a more developed cascade in Λ -containing events; though it could

Table VI. Kinematical characteristics of negative charged particles in $\bar{d}A$ interactions.
 T^0 is deduced from p_t^2 -distributions

$\bar{d}-C'$			
	Without ν^0	With K_S^0	With Λ
$\langle p_t \rangle$ (GeV/c)	0.233 ± 0.008	0.300 ± 0.018	0.276 ± 0.017
$\langle p_t^2 \rangle$ (GeV/c) ²	0.102 ± 0.007	0.147 ± 0.016	0.124 ± 0.015
T^0 (MeV)	102 ± 5	136 ± 13	113 ± 9
$\langle P \rangle$ (GeV/c)	0.962 ± 0.038	1.127 ± 0.089	1.053 ± 0.101
$\langle Y \rangle$	1.522 ± 0.034	1.435 ± 0.068	1.421 ± 0.066
$\bar{d}-Pb$			
	Without ν^0	With K_S^0	With Λ
$\langle p_t \rangle$ (GeV/c)	0.264 ± 0.007	0.258 ± 0.009	0.268 ± 0.008
$\langle p_t^2 \rangle$ (GeV/c) ²	0.112 ± 0.006	0.108 ± 0.008	0.125 ± 0.011
T^0 (MeV)	116 ± 4	103 ± 5	108 ± 5
$\langle P \rangle$ (GeV/c)	0.811 ± 0.030	0.688 ± 0.033	0.646 ± 0.027
$\langle Y \rangle$	1.240 ± 0.028	1.046 ± 0.037	0.952 ± 0.029

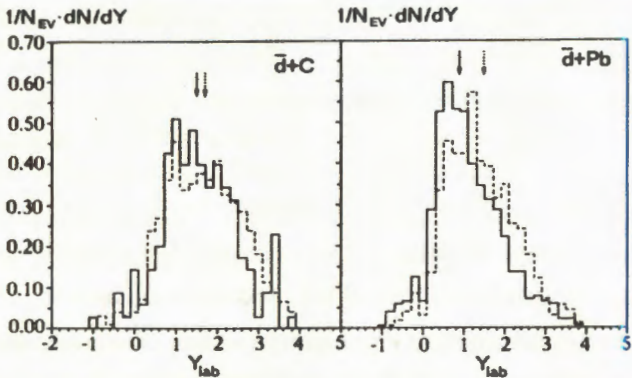


Fig.9. Normalized lab rapidity distributions of negative hadrons for Λ -events (solid line) and ordinary events (dashed line) in $\bar{d}-C'$ and $\bar{d}-Pb$ collisions

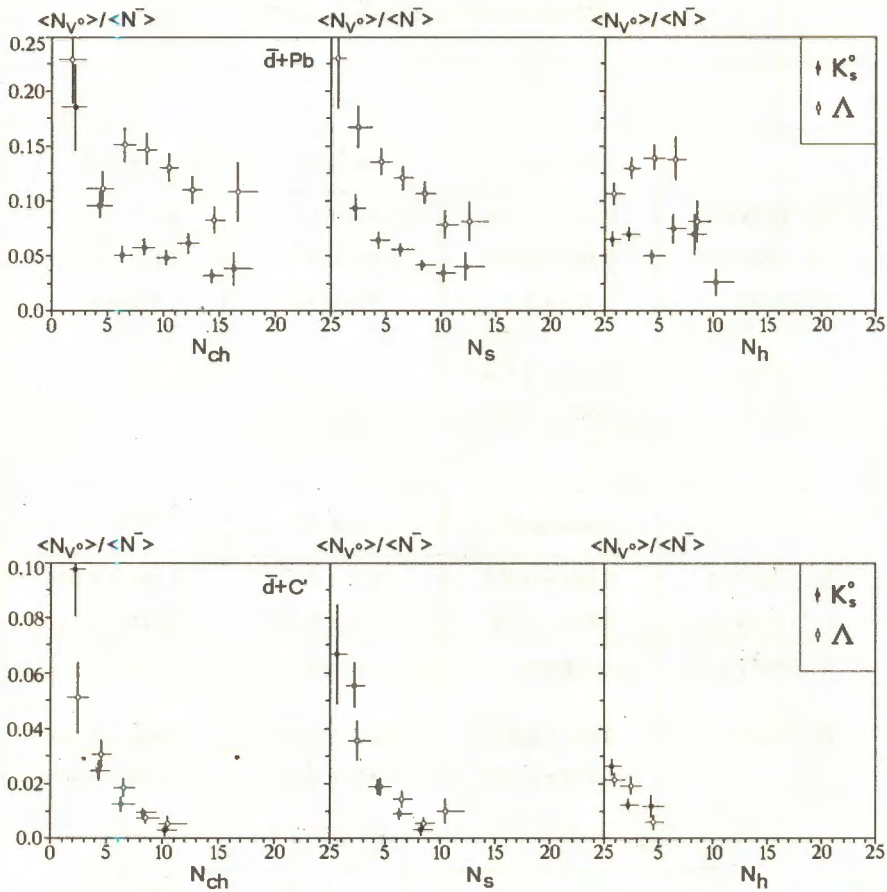


Fig.10. The dependence of the production ratios Λ/h^- and K_s^0/h^- on the charged tracks multiplicity

be explained that less energy is available for π 's production in these events due to the limited phase space.

In Fig.10 the dependencies of the production ratios Λ/h^- and K_s^0/h^- (strange/to non-strange) as the function of the associated charged tracks multiplicity are shown. The behavior of these ratios also indicates clearly that different production processes are important in Λ and K_s^0 cases and for heavy/light nuclei.

7. Conclusion

We have studied the neutral strange particle production in antideuteron-nuclei interactions at 12.2 GeV/c. Our results are in agreement with the data from the antiproton experiments at various energies and nuclear targets. The main results can be summarized as follows:

- In $\bar{d}$ -nuclei interactions, the Λ production cross section is enhanced. The yield of Λ is almost equal to yield of K_s^0 even for a deuterium nucleus, but equal to 2 in $\bar{d}$ Pb interactions. For lead, the Λ production cross section is a substantial part of the total inelastic cross section.

- The dramatic difference in Λ and $\bar{\Lambda}$ productions in $\bar{d}A$ interaction was observed. The ratio $R_{\bar{\Lambda}/\Lambda}$ turned out to be small: 3×10^{-2} for the lead target.

- The yield of Λ particles in peripheral interactions is suppressed if to be compared with yields in non-peripheral case. At the same time, the «periphericity» of the interaction does not influence significantly the K_s^0 yields.

- The dependence of production yields on target mass is different for Λ -, K_s^0 - and $\bar{\Lambda}$ -particles. At the same time, the data on V^0 from peripheral interactions show the similar trend.

- The observed difference in relative yields of Λ -particles in antideuteron-deuteron interactions with and without stripping antiproton, may reflect the sufficient role of rescattering processes for Λ production even in the simplest deuteron nucleus in spite of its poor structure.

- Rapidity distributions for Λ 's show strong deviation from one-nucleon kinematics. It may indicate the important role of collective multinucleon processes in Λ production on heavy nucleus, contrary to K_s^0 production.

- The enhancement of grey track multiplicity is observed in the events with Λ -hyperons. This fact could be interpreted as a signal of a more developed cascade in nucleus. The relative increase of Λ -production while n_{ch} and n_h growing is in accordance with the prediction of [28].

- The difference in kinematical characteristics of Λ and K_s^0 is observed. It may reflect the importance of different production mechanisms for Λ and K_s^0 particles. Our data allows one to suggest that Λ particles are produced in secondary reinteractions and rescattering processes.

The authors are grateful to S.Yu.Schmakov and V.V.Uzhinskii. Their help in background simulation and calculations using DIAGEN code, was very important for our studies.

References

1. Kerbikov B.O. et al. — Uspekhi Fiz. Nauk, 1989, 159, p.1.
2. Cuaraldo C. — Nuovo Cim., 1989, 102A, p.1137.
3. Rafelski J. — Phys. Lett., 1980, 91B, p.281.
4. Koch P., Muller B., Rafelski J. — Phys. Rep., 1986, 142, p.168.
5. Koch P. — Prepr. of Regensburg Univ., TPR-90-58, 1990.
6. Condo G.T. et al. — Phys. Rev., 1984, C29, p.1531.
7. Miyano K. et al. — Phys. Rev., 1988, C38, p.2788.
8. Batusov Yu.A. et al. — JINR E1-90-118, Dubna, 1990.
9. Batusov Yu.A. et al. — Yad. Fiz., 1989, 50, 1524.
10. Balestra F. et al. — Phys. Lett., 1987, B194, p.192.
11. Balestra F. et al. — Nucl. Phys., 1991, A526, p.415.
12. Andryakov A.D. et al. — Prepr. ITEP 104-90, Moscow, 1990.
13. Dolgonenko A. — Yad. Fiz., 1992, 55, p.1253.
14. Reidlberger J. et al. — Phys. Rev., 1989, C40, p.2717.
15. Batyunia B.V. et al. — JINR E1-93-20, Dubna, 1993.
16. Derado I. et al. — Z. Phys. C — Particles and Fields, 1991, 50, p.31.
17. Rafelski J. — Phys. Lett., 1988, B207, p.371.
18. Cugnon J., Vandermeulen J. — Phys. Lett., 1984, 146B, p.16.
19. Cugnon J., Vandermeulen J. — Phys. Rev., 1989, C39, p.181.
20. Dover C.B., Koch P. — Prepr. BNL-42105, 1988.
21. Kharzeev D.E., Sapozhnikov M.G. — JINR E4-88-930, Dubna, 1988.
22. Kharzeev D.E., Sapozhnikov M.G. — JINR E4-91-104, Dubna, 1991.
23. Gibbs W.R., Kruk J.W. — Phys. Lett., 1990, B237, p.317.
24. Cugnon J., Deneye P., Vandermeulen J. — Phys. Rev., 1990, C41, p.1701.
25. Strottman D., Gibbs W.R. — Phys. Lett., 1984, 149B, p.288.
26. Cugnon J. — Nucl. Phys., 1992, A542, p.559.
27. Schmakov S.Yu. et al. — Comp. Phys. Comm., 1989, 54, p.125.
28. Nikolaev N.N. — Z. Phys. C — Particles and Fields, 1989, 44, p.645.
29. De Marzo C. et al. — Phys. Rev., 1984, D29, p.2476.
30. Faessler M.A. et al. — Nucl. Phys., 1979, B157, p.1.
31. Balestra F. et al. — Phys. Lett., 1989, B217, p.43.
32. Nakai K. — Nucl. Phys., 1988, A479, p.311.
33. McLerran L. — In: The Elementary Structure of Matter, ed. J.-M. Richard, Springer-Verlag, Berlin, 1988, p.320.
34. Mohring H.-J., Ranft J. — Z. Phys. C — Particles and Fields, 1991, 52, p.643.
35. Formanek J. — Prepr. Orsay IPNO/TH 81-10, 1981.

Received on February 15, 1993.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРИННО-ЭЛЕКТРОННОГО РАССЕЯНИЯ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРИНО

А.В.Голубчиков, О.А.Займидорога, О.Ю.Смирнов

Показано, что применение источников нейтрино с интенсивностью, превышающей потоки нейтрино от Солнца, позволяет исследовать нейтринно-электронное рассеяние и свойства нейтрино в лабораторных условиях.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Investigation of Neutrino-Electron Scattering Using High Intensity Neutrino Sources

A.V.Golubchikov, O.A.Zaimidoroga, O.Yu.Smirnov

It has been shown that using high-intensity neutrino sources exceeding the neutrino flux from the Sun allows one to investigate the neutrino-electron scattering and peculiarities of neutrino in laboratory.

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

Введение

Низкоэнергетичная нейтринная спектроскопия имеет фундаментальное значение для изучения свойств нейтрино. Нейтринно-электронное рассеяние при низких энергиях очень чувствительно к вкладу электромагнитного взаимодействия нейтрино [1], а измерение магнитного момента нейтрино имеет принципиальное значение для современной квантовой теории [1].

Упругое нейтринно-электронное рассеяние осуществляется за счет заряженного и нейтрального токов. Практически низкоэнергетический порог обрезания спектра электронов обусловлен только порогом детектора ($\sim 0,2$ МэВ).

Полное сечение ($\nu - e$)-рассеяния для заряженного тока в пять раз превышает полное сечение для нейтрального тока при энергии ~ 1 МэВ.

Дифференциальное сечение для процессов $\nu_z - e$ и $\nu_n - e$ приведено ниже [2].

$$d\sigma_e/dT = \sigma_0 [0,533 + 0,053(1 - \frac{T}{q})^2 - 0,168 \frac{Tm_e c^2}{q^2}], \quad (1a)$$

$$d\sigma_n/dT = \sigma_0 [0,073 + 0,062(1 - \frac{T}{q})^2 - 0,168 \frac{Tm_e c^2}{q^2}], \quad (16)$$

где $\sigma_0 = 172,21 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2/\text{МэВ}$, T — кинетическая энергия электрона отдачи и q — энергия падающего нейтрино. Монохроматичные нейтрино образуют спектр отдачи электронов практически с линейным наклоном и «комптоновским» обрезанием при максимальной энергии электронов $T_{\max} = \frac{2q^2}{m_e + 2q}$.

Магнитный момент нейтрино

В настоящее время два известных экспериментальных факта [3] — дефицит потока солнечных нейтрино и корреляция потока нейтрино с солнечным циклом — свидетельствуют в пользу наличия у нейтрино магнитного момента. Стандартная теория (КХД + теория слабого взаимодействия) предсказывает, что $\mu_\nu \sim 10^{-19} \mu_{\text{Bohr}}$.

Первые результаты, полученные на установке Галлекс [4], по-видимому, указывают на возможную энергетическую зависимость выхода солнечных нейтрино.

Для объяснения солнечного сценария желательна величина магнитного момента нейтрино $\mu_\nu \sim 10^{-11} \mu_{\text{Bohr}}$. Открытие такого момента безусловно свидетельствовало бы в пользу новой физики вне стандартной модели. В последнее время серьезные теоретические усилия были направлены на развитие концепции большого магнитного момента в сочетании с малой массой нейтрино [5]. В настоящее время измерения дают верхнюю оценку $\mu_\nu < 4 \cdot 10^{-10} \mu_{\text{Bohr}}$, а астрофизическая оценка $\mu_\nu < 3 \cdot 10^{-12}$.

Магнитное рассеяние нейтрино на электроне имеет специфическую зависимость от энергии отдачи электрона:

$$d\sigma/dT = \mu_\nu^2 \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu} \right), \quad (2)$$

где α — константа тонкой структуры.

Спектр электронов отдачи быстро растет при малых энергиях, в то время как спектр электронов отдачи, благодаря слабому взаимодействию, является плоским. Таким образом, сечение магнитного рассеяния тем больше, чем ниже экспериментальный порог регистрации энергии электронов отдачи.

Для регистрации энергии электронов отдачи от упругого ($\nu-e$)-рассеяния будет использован детектор «Борексина» [6], сооружаемый в подземной лаборатории Гран-Сассо в Италии. Детектор позволяет осуществить измерение нейтринно-электронного рассеяния при низких энергиях и с малым порогом ($\sim 0,1$ МэВ). Мы планируем исследовать нейтринно-электронное рассеяние с помощью искусственного источника нейтрино, во много раз превышающего интенсивность потока нейтрино от Солнца [7], [8].

В настоящей работе предлагается использовать монохроматический источник нейтрино с изотопом марганец-54. Предложенный в работе [8] стронций-иттриевый источник высокой интенсивности является бета-излучателем, и в защите источника выделяется мощность ~ 9 кВ. Кроме того, из-за «комптоновской» кинематики процесса упругого нейтринно-электронного рассеяния энергетический порог детектора задает минимальную энергию нейтрино, вызывающую процесс рассеяния. Так, 300 кэВ-ный порог практически обрезает весь спектр, идущий от стронция-90.

Монохроматический источник на основе изотопа Mn^{54} хорошо удовлетворяет искомым требованиям. При этом E_ν^μ существенно превышает порог детектора «Борексина».

Монохроматическое нейтрино Mn^{54} испускает вследствие электронного захвата. Энергия нейтрино составляет 1,16 МэВ. С периодом полураспада $T_{1/2} = 312$ дней Mn^{54} переходит в Cr^{53} (стабильное ядро).

Для порога детектора $T_{\text{пор}} = 0,1$ МэВ слабое сечение процесса получим, интегрируя (1) в пределах от $T_{\text{min}} = 0,1$ МэВ до $T_{\text{max}} = 1,16$ МэВ.

$$\sigma(0,1 - 1,16 \text{ МэВ}) = 9,77 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2. \quad (3a)$$

Для $T_{\text{пор}} = 0,2$ МэВ соответственно

$$\sigma(0,2 - 1,16 \text{ МэВ}) = 8,76 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2. \quad (36)$$

Для источника интенсивностью в 1 МКи, расположенного на поверхности детектора радиусом 3 м, будем иметь:

$$\text{поток} = 1 \text{ МКи} = 3,7 \cdot 10^{16} \text{ нейтрино/с.}$$

Число взаимодействий в день для порога 200 кэВ — 1361, а для порога 100 кэВ — 1518. При этом число взаимодействий солнечных нейтрино составляет 50 событий/день в том же энергетическом диапазоне.

Для получения электромагнитного сечения необходимо проинтегрировать выражение (2) в тех же пределах.

$$\sigma_{\text{эл. маг.}}(0,1 - 1,16) = 4,24 \cdot 10^{-25} \mu_\nu^2, \quad (4a)$$

$$\sigma_{\text{эл. маг.}}(0,2 - 1,16) = 2,65 \cdot 10^{-25} \mu_\nu^2, \quad (46)$$

где μ_ν — магнитный момент нейтрино в магнетонах Бора.

Для $\mu_\nu = 1,8 \cdot 10^{-10} \mu_B$ число электромагнитных взаимодействий равно числу событий за счет слабого взаимодействия. Если $\mu_\nu = 1,8 \cdot 10^{-11}$, то число событий составит 75 событий в день.

Спектр магнитного рассеяния нейтрино на электроны, имеющий $1/T$ -зависимость, в отличие от линейной зависимости слабого взаимодействия, является дополнительным фактором, позволяющим экспериментально исследовать отклонение от линейной зависимости.

При работе необходимы контроль интенсивности и защита источника. Мониторирование интенсивности нейтрино может быть сделано путем непрерывной регистрации вынужденного гамма-излучения. У Mn^{54} — две гамма-линии с энергией 0,8349 и 1,460 МэВ с отношением 5000:1.

Защита источника была рассчитана с помощью программы EGS4. Следует отметить, что такой расчет не тривиален, так как необходимо проследить 10^{16} фотонов.

Поэтому традиционный метод расчета, когда генерируется нужное количество гамма-квантов и прослеживается судьба каждого гамма-кванта, неприемлем из-за огромного количества требуемого машинного времени.

Нами применен другой метод, заключающийся в следующем. Для каждого достаточно малого слоя защиты из данного материала был рассчитан спектр гамма-квантов на выходе из слоя с большой точностью, спектры были протабулированы. Каждый гамма-квант энергии E_i обра-

зует на выходе из слоя спектр гамма-квантов W_{ij} , где индекс i соответствует энергии на входе, а j — на выходе.

$$W_{1j} = W_{0i} \cdot W_{ij} \quad (5a)$$

На выходе второго слоя

$$W_{2j} = W_{1j} \cdot W_{ij} \quad (5b)$$

и так далее.

Процесс продолжается до тех пор, пока энергия гамма-квантов не достигнет $E_{\max}$ и их количество будет меньше заданного. Материал защиты с большим Z обеспечивает хорошее подавление гамма-квантов с низкими энергиями, а с малыми Z подавляются высокоэнергетичные гамма-кванты. Поэтому чередованием сред можно добиться большой эффективности защиты. Так, вблизи источника должен находиться материал с малым Z для подавления высокоэнергетической части спектра. Далее должен следовать материал с большим Z и т.д. Для источника мощностью в 1 МКи Mn^{54} нами получено, что защита должна иметь общую толщину около 10 см и композицию 2(Fe):2(Pb):2(Fe):2(Pb):1(Fe):1(Pb).

Данный вариант защиты обеспечивает радиационную безопасность источника и не дает какого-либо вклада в фон установки «Борексино».

Изотоп Mn^{54} может быть получен на интенсивных линейных ускорителях протонов с помощью реакции



Сечение этой реакции составляет 0,9 б при энергии $E_n > 6$ МэВ и растет с энергией нейтрона до 1,2 б. Для потока нейтронов 10^{14} 1/с и мишени из Mn^{55} с чистотой 99,99% (15x15x15 см), расположенной за заглушкой поглощения протонного пучка, нужное количество Mn^{54} может быть наработано за 4—6 месяцев облучения. При этом 126 г Mn^{54} , образованного в мишени, дадут искомую активность. Химического выделения Mn^{54} из мишени не требуется, если Mn^{54} имеет чистоту 99,99%. При этом до облучения Mn^{55} должен быть помещен в защиту.

Авторы выражают благодарность участникам коллаборации «Борексино» за проявленный интерес и поддержку.

Литература

1. Окунь Л.Б. — Лептоны и кварки, М.: Наука, 1981.
2. Bahcall J.N. — Neutrino Astrophysics, Cambridge, 1989.
3. Hirata K.S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, 65, p.1297.
4. Gallex Collaboration. «Solar Neutrino Observed by Gallex». Submitted to Phys. Lett.
5. а) Voloshin M.B., Vysotski M. — Sov. J. Nucl. Phys., 1986, 44, p.564.
б) Akhmedov E. — Sov. J. Nucl. Phys., 1988, 47, p.689.
в) Vogel P., Engel J. — Phys. Rev., 1989, D39, p.3378.
6. Arpesella C. et al. — Proposal of Borexino, edited by Dept. of Physics of the University of Milano and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, August, 1991.
7. Raghavan R., Raghavan P., Zaimidoroga O. — Proceedings of 25th High Energy Conference, Singapore, August, 1990.
8. Zaimidoroga O.A. — «Experimental Possibility of Measuring the Magnetic Moment of Neutrino up to 10—11 of Bohr Magnetron with a Neutrino Source». — In: JINR Rapid Communications. No.5[56]-92, p.39, Dubna, 1992.

Рукопись поступила 18 января 1993 года.

THE FIRST RUN WITH ^{32}S RELATIVISTIC NUCLEI AT THE LHE ACCELERATING FACILITY IN DUBNA

A.D.Kovalenko, N.N.Agapov, V.S.Alfeev, A.M.Baldin,
V.A.Belushkin, A.I.Govorov, V.M.Drobin, I.B.Issinsky,
A.D.Kirillov, V.V.Krylov, V.A.Monchinsky, S.A.Novikov,
V.P.Ovsyannikov, Yu.I.Romanov, I.N.Semenyushkin,
V.V.Slesarev, A.P.Tsarenkov

The acceleration of ^{32}S nuclei were first performed at the accelerating facility of LHE. The cryogenic electron-beam ionizer KRION-S was used as a source of ions. The control system of the ionizer was based on fiber-optical communication links and a PC/XT computer. The number of particles captured in the acceleration mode was $(2.2 \pm 2.5) \cdot 10^5$ /cycle. The stacks of plastic track detectors and photoemulsion chambers were exposed at an energy of 3.65 GeV/u.

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

Первый сеанс с пучками релятивистских ядер серы
на ускорительном комплексе Лаборатории высоких
энергий ОИЯИ в Дубне

А.Д.Коваленко и др.

На ускорительном комплексе ЛВЭ впервые осуществлено ускорение ядер серы ^{32}S . В качестве источника ионов использован криогенный электронно-лучевой ионизатор КРИОН-С. Система управления ионизатором реализована на базе волоконно-оптических связей и ПЭВМ РС/ХТ. Число захваченных в режим ускорения частиц составило $(2,2 \pm 2,5) \cdot 10^5$ /цикл. Облучение сборок пластиковых трековых детекторов и фотоэмульсионных камер проведено при энергии 3,65 ГэВ на нуклон.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Works on accelerating more heavier nuclei are being continued at the accelerating facility of the Laboratory of High Energies (LHE) in accordance with the proposal on Nuclotron injector development [1]. The first run of accelerating sulphur nuclei at the Synchrophasotron, LHE using the electron-beam KRION-S was carried out in January, 1993.

The KRION-S research program was begun in 1985 for the development of IBIS technology and for an experimental study of multicharged ionization processes for heavy ions, including U^{82+} . For this purpose it was necessary to provide an electron beam with energies of ~ 30 KeV and an electron density of ~ 5.3 A/cm². The confinement time should be one second in this case. The electron beam passes through a drift tube which surface has the temperature of liquid helium.

A similar research program was begun on the "SUPER IBIS" installation at the Sandia National Laboratory, USA at that time. In 1988 we realized for the first time electron beams with energies of 80 keV, an electron current of 0.2 A and an electron density of 500 A/cm². The confinement time for ions in the ion trap produced by this electron beam was no more than 0.5 s. The ionization factor, namely electron density times confinement time, was below 10^{21} 1/cm². This ionization factor is sufficient to produce Ar^{18+} ions and corresponding multicharged heavy ions including U^{56+} .

To accelerate sulphur ions at the Synchrotron, we have chosen the "beam-foil" method of acceleration as the most optimum one at heavy ion accelerating facilities. This method makes easier the mode of functioning an ion source because substantial increasing of the ionization factor is needed to provide ionization of K-shell.

KRION-S was installed on the high voltage terminal of the foreinjector of the linac LU-20M. We used fiber-optical links to control the KRION-S from the linac control room. The magnetic field of the superconducting solenoid, electron current, cathode potential, cryogenic temperatures, vacuum, level and potential distribution along the drift tube are indicated on a colour display in the control room.

The parameters of the KRION-S are the following:

— electron beam	— 0.2 A (DC-mode)
— electron energy	— 5 keV
— electron density	— 200 A/cm ²
— ionization factor	— $3 \cdot 10^{20}$ 1/cm ²
— gas for operation	— H ₂ S.

The ion beam from the source with an intensity of $5 \cdot 10^9$ 1/Z and consistivity ($S^{14+} \sim 80\%$, $S^{13+} \sim 15\%$, $S^{12+} \sim 5\%$) was injected into the linac LU-20M tuned for the ratio $Z/A = 0.437$. After going through a carbon stripper, the accelerated ion beam with another consistivity ($S^{14+} \sim 98\%$,

$S^{13+} \sim 2\%$) was transformed to the ion beam with ($S^{16+} \sim 20\%$, $S^{15+} \sim 45\%$, $S^{14+} \sim 30\%$, $S^{13+} \sim 5\%$). Only nuclei were injected into the vacuum chamber of the Synchrophasotron.

The number of nuclei captured in the betatron mode was $3.7 \cdot 10^7$ 1/Z. An average intensity of sulphur nuclei at final energy 3.5 GeV/u was $3.5 \cdot 10^3$ particles per pulse. The spectrum of the accelerated beam consisted of $S^{16+} \sim 70\%$ and $O^{8+} \sim 30\%$. This means that the gas for the ion source had some polutions ($\sim 1\%$). The losses of ions during the acceleration process due to residual gas were estimated as a factor of 20 at $2 \cdot 10^{-7}$ Torr for average vacuum in the chamber of the Synchrophasotron. This vacuum was provided by a cryopumping system.

The experiments have shown a good agreement between the spectrum of ions after «beam-foil spectroscopy» for an ion energy of 5 MeV/u and theoretical predictions. The possibility of stable functioning the IBIS KRION-S and the effectiveness of the «beam-foil» method were shown up during this beam run.

The stacks of plastic track detectors with different targets photo-emulsion chambers and also a number of other targets were exposed to sulphur nuclei accelerated to a maximum energy of 3.65 GeV/u. Experiments on exposure of plastic track detectors are being carried out in the framework of the protocol with the physicists from Siegen University (FRG) during the last few years. These experiments yielded a series of physical results on the study of nuclear collisions, in particular on fragmentation cross sections of ^{16}O nuclei over the range of energies from 1 to 200 GeV/u [2]. The new experimental material will fill up the blanks in data on characteristics of sulphur interactions in the intermediate energy region.

The authors express their gratitude to L.G.Makarov for the arrangement of the KRION-S program and E.D.Donets and Yu.K.Pilipenko for discussion.

References

1. Beznogikh Yu.D. et al. — JINR Preprint P12-89-631, Dubna, 1989, p.185.
2. Hirzebruch S.E. et al. — Phys. Rev. C., 1992, v.46, № 4, p.1487.

Received on March 19, 1993.

THE METHOD OF THE TIME-OF-FLIGHT TRIGGER WITH DIGITAL SELECTION OF EVENTS

V.P.Ladygin, P.K.Manyakov, N.M.Piskunov

The method of timing measurements and the realization of the time-of-flight trigger with digital selection using the magnetic spectrometer ALPHA are reported. The decision time of the time-of-flight trigger is $8 \mu\text{s}$. High rejection power of the trigger without losses confirms the efficiency of the suggested method. A further development of the digital selection system is discussed.

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

Метод цифрового отбора событий по времени пролета

В.П.Ладыгин, П.К.Маньяков, Н.М.Пискунов

Представлены результаты по временным измерениям и реализации триггера по времени пролета частиц с цифровым отбором событий на магнитном спектрометре АЛЬФА. Время решения триггера по времени пролета составляет 8 мксек. Полное подавление событий вне выбранного временного интервала без потери статистики свидетельствует об эффективности предложенного метода. Обсуждаются пути дальнейшего улучшения системы цифрового отбора.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

Particle identification is achieved by measuring the times of flight and momenta of the registered particles. The mass of the particle is determined from the equation:

$$M = p \sqrt{\left(\frac{tc}{L}\right)^2 - 1}, \quad (1)$$

where M is the mass of the particle; p , its momentum; t , the time of flight of the particle over a distance L , and c is the speed of light.

Of particular interest is the possibility of discriminating against a specific kind of particles (for example, protons or deuterons) at the trigger level in the study of processes having small cross sections in the presence of a high background rate. As an example of such a situation, Fig.1 shows the time-of-flight spectrum of protons from dp backward elastic scattering at an angle of 180° and of background inelastic deuterons of the same momentum.

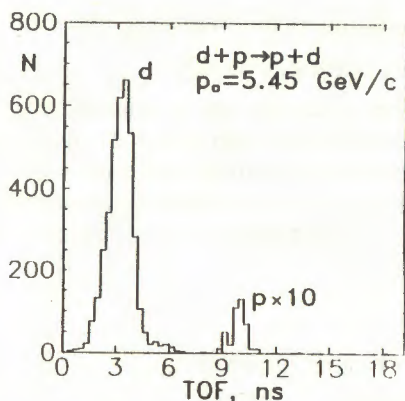


Fig.1. Time-of-flight spectrum of protons from dp backward elastic scattering at 180° and background inelastic deuterons

The ratio of deuterons to protons is of the order of 10^3 , and therefore it is necessary to select protons at the trigger level for efficient data taking.

In the present paper we describe the method of timing measurements and the realization of the time-of-flight trigger with digital selection

using the magnetic spectrometer "ALPHA" with a polarized deuteron beam at the Dubna synchrophasotron.

2. Method of Timing Measurements

Two particles with the same momentum but different masses m_1 and m_2 differ in the times of flight over a baseline L :

$$\Delta T = T_{m_1} - T_{m_2} = \frac{L}{c} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{m_1}{p}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{m_2}{p}\right)^2} \right). \quad (2)$$

It is clear that for the identification of particles by their times of flight, it is necessary to increase the baseline L or to improve significantly the timing resolution of the time-of-flight system.

In modern high energy physics experiments [1—12] the typical difference of the times of flight is of the order of a few ns, and that sets severe demands on the timing resolution of the used detectors and electronics.

There are some main contributions to the resolution of the time-of-flight system [20—21]:

1) fluctuations in the time of arrival of photons at the PMT due to the decay time of scintillator light (time dependence of the intensity of a hit in the counter), dispersion of the path length of photons inside the scintillator, the conditions of light collection and so on,

2) a timing jitter of the photomultiplier,

3) a jitter of the spectrometer track and associated electronics.

Therefore, the timing resolution of the system is:

$$\sigma^2 = \sigma_{sc}^2 + \sigma_{pm}^2 + \sigma_{el}^2, \quad (3)$$

where σ_{sc} is the contribution of the scintillator to the jitter; σ_{pm} , the timing jitter of the photomultiplier; σ_{el} , the jitter of the electronics.

Achievements in the direction of improving the timing resolution of a scintillator counter are the design of scintillators with a low decay time, better light collection, viewing of the scintillator by two or more PMTs [13—19], use of faster photomultipliers [26], time-walk corrections proportional to the total pulse height of a signal, etc. — all of which make it possible to reach a time resolution of ≈ 170 ps [4].

3. Realization of the Time-of-Flight Trigger with Digital Selection of Events

To measure the polarization transfer from deuteron to proton, it is necessary to provide both a reliable identification of protons and the possibility to discriminate against inelastic deuterons. A schematic view of the measurements is presented in Fig.2. The slow extracted beam of vector polarized deuterons with an intensity of $\approx 10^9$ particles per burst is incident on the carbon target T_1 disposed in the focal plane F_3 of the beam line VP1. The momentum of the deuterons varied from 9 to 6 GeV/c. The particles, produced by the interaction of the primary beam with the target T_1 , with a momentum of 4.5 GeV/c, are directed to the target T_2 of the setup ALPHA. Their angles and momenta are measured before and after T_2 by the proportional chambers (PC) of the magnetic spectrometer ALPHA.

The scintillator counters S_{t1} , S_{t2} , and S_{t3} are used to measure the times of flight of the particles. The counter S_{t3} was mounted in front of the second target, S_{t1} and S_{t2} in the focal plane F_4 of the beam line VP1. The position of

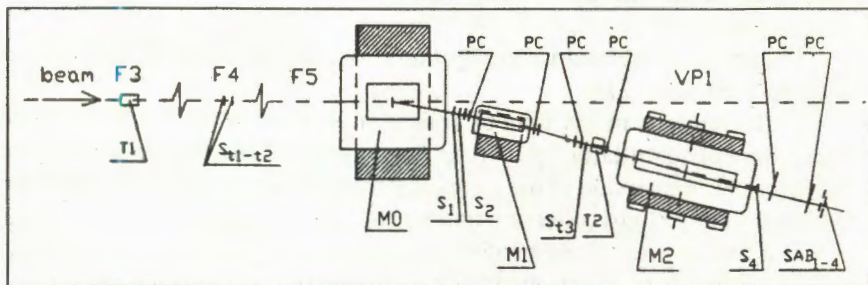


Fig.2. Overview of the magnetic spectrometer ALPHA. S_i — scintillator counters, PC — proportional chambers, M_i — magnetic elements, T_2 — second target

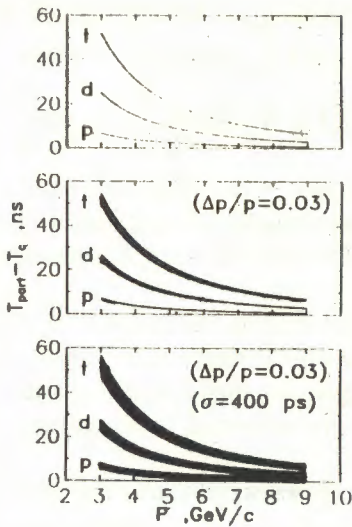


Fig.3. Times of flight of protons, deuterons and tritons over a baseline of 42 m versus their momenta: a) theoretical curves: b) taking into account the momentum acceptance of the magnetic spectrometer $\Delta p/p = 0.03$; c) taking into account $\Delta p/p = 0.03$ and the internal resolution of the TOF-system ($\sigma \approx 400$ ps)

b) the counters at focus F_4 allows one to minimize the influence of the material of the counters on beam parameters. The distance between S_{f1} , (S_{f2}), and S_{f3} was 42 m. The difference of the times of flight over this baseline for deuterons and protons with momentum $P_0 = 4.5$ GeV/c is

$$t_d - t_p = 8.67 \text{ ns (Fig.3a). Taking}$$

into account the momentum acceptance of the magnetic spectrometer $\Delta p/p$, we select particles having the time of flight over the time interval:

$$\frac{\Delta t}{t_0} = - \left(\frac{1}{1 + p^2/m^2} \right) \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (4)$$

(see Fig.3b).

The Amperex XP2020 [25] photomultipliers are used at one end of the scintillators of each counter. The dimensions of the scintillators are $100 \times 100 \times 5 \text{ mm}^3$ for S_{f3} and $150 \times 60 \times 5 \text{ mm}^3$ for S_{f1} and S_{f2} .

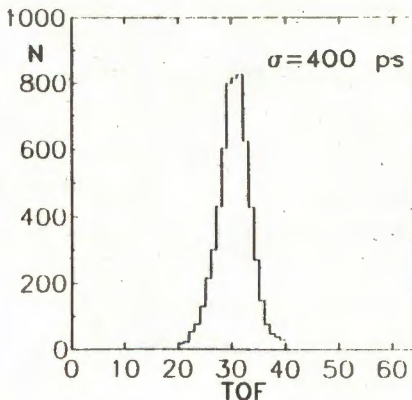


Fig. 4. Internal resolution of the time of flight system

The curves describing the timing resolution of the TOF-system for a baseline of 42 m, the momentum acceptance of the magnetic spectrometer of $\Delta p/p = 0.03$ and an intrinsic resolution of ≈ 400 ps versus the momentum of the registered particle are presented in Fig.3c. The internal resolution of the TOF-system obtained from S_{f1} and S_{f2} information is ≈ 400 ps (Fig.4). The timing jitter of the electronics

σ_{el} is ≈ 150 ps; the jitter of the photomultipliers $\sigma_{pm} \approx 260+300$ ps and the intrinsic resolution of the counters S_{t1} , S_{t2} , and S_{t3} , about $300+350$ ps.

The coincidence of the counters S_1 , S_2 , S_{t3} , S_4 , and $\sum_{i=1}^4 SAB_i$ is used as a first level trigger. The jitter of a trigger signal is ≈ 2 ns. This does not allow one to establish the time-of-flight trigger by the analog method nor by using a coincidence circuit with short discrimination times [22—24,27] under the conditions of our measurements (Fig.3c).

The idea of the time-of-flight trigger is based on the use of a series of reference frequency signals of the time-to-digital converter (TDC). The schematic diagram of the time-of-flight trigger with digital selection and the timing diagrams explaining its operation are presented in Figs.5 and 6, respectively.

The choice of S_{t3} as a start counter decreases significantly the number of accidental starts of the system because, firstly, the typical rates are

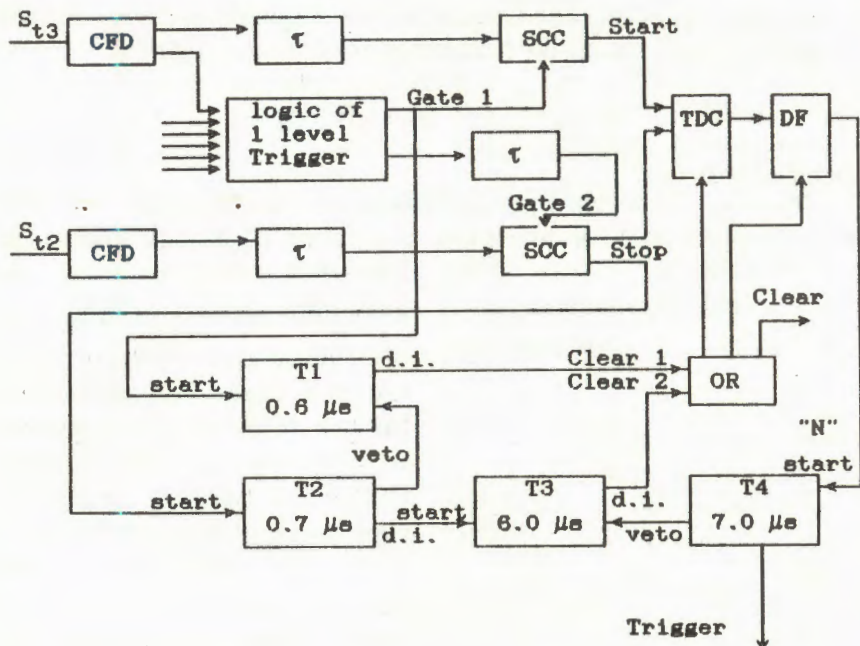


Fig.5. Organization of the time of flight trigger with digital selection. CDF — constant fraction discriminators, SCC — strobed coincidence circuits, T_i — timers, TDC — time to digital converter, DF — frequency divider, τ — delays

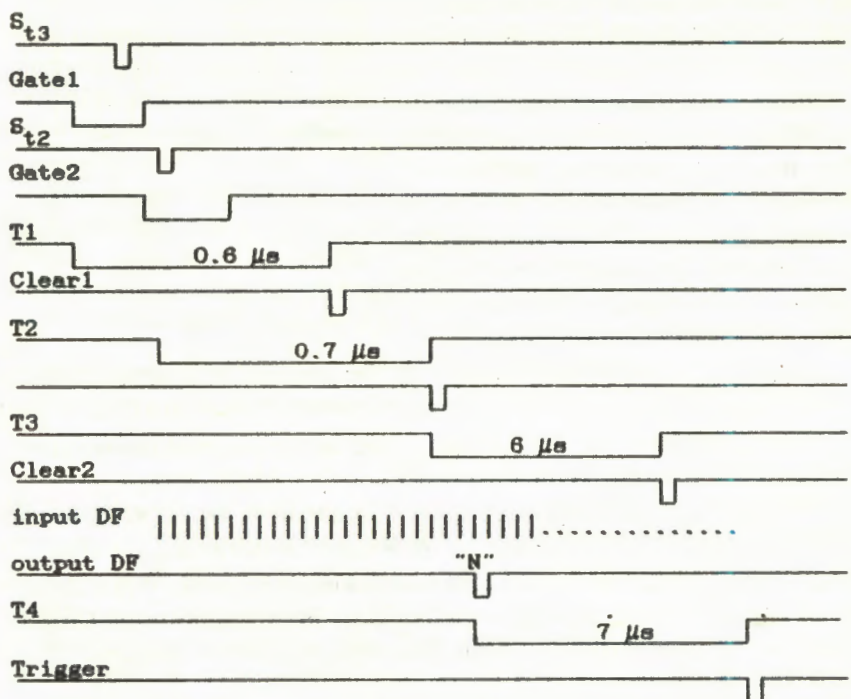


Fig.6. Time diagram of the time of flight trigger operation

$2 \cdot 10^3$ for S_{t3} and $3 \cdot 10^5$ for $S_{t2}(S_{t1})$ per burst (400 ms) and, secondly, S_{t3} is included in the logic of the first level trigger.

Signals from the counters S_{t3} and S_{t2} are fed to the inputs of the constant fraction discriminators (CFD). The CFD output signal occurs independently of pulse height U_{in} and is created when the incoming pulse reaches αU_{in} , where $\alpha < 1$. Experience with time-of-flight systems shows that a better time resolution for the scintillator detectors is obtained providing $\alpha \approx 0.05 \pm 0.2$ [30]. We are using $\alpha = 0.2$. The thresholds of the CFDs are ≈ 60 mV.

The shaped signals, having a duration of ≈ 30 ns are passed through the coincidence circuits (SCC) strobed by a first level trigger signal (Gate 1 and Gate 2). The strobe duration is ≈ 85 ns. This is determined by the time spread of stopping signals from deuterons and protons and by the duration of the CFD output signals.

Fig.7. Time of flight spectra of secondary particles:
a) without selection; b) with time of flight selection

Event selection according to the time of flight was done in 2 stages. At the first stage the mandatory presence of the signal S_{t2} is required. In the absence of this signal, «Clear 1» is generated to clear information in the CAMAC crates and to reenale the data acquisition system. The decision time is $0.6 \mu s$.

The type of particle is identified by the presence of a signal from the counter S_{t2} . For this purpose a series of reference signals with a frequency of 20 MHz taken from the TDC circuit is fed to the input of the frequency divider (DF), controlled either manually or by a CAMAC-bus.

If the number of reference signals is larger than the set «N», the DF generates a signal which indicates that the time interval ($T_{stop} - T_{start}$) is longer than $N \cdot 0.125$ ns. In this case data-taking is initiated. When there is no DF signal, «Clear 2» is generated to clear information in the CAMAC crates and to reenale the data acquisition system. The total decision time of the trigger is $\approx 8 \mu s$.

The time of flight spectra ($k \approx 420$ MeV/c) with and without time of flight selection are presented in Fig.7. The ratio of inelastic deuterons from the reaction $^{12}C(d,d')X$ to protons from the reaction $^{12}C(d,p)X$ corresponds to the expected one [28—29]. The differential cross sections of these reactions versus the light-cone variable k are shown in Fig.8.

The total suppression of unwanted particle, the high rejection power of the trigger without losses confirm the efficiency of the suggested method of the time-of-flight trigger. Undoubtedly, advantages of the proposed method are also the possibility of computer control, the dialog regime included, and relative simplicity in tuning (in comparison with other methods of trigger realization) which is very essential in the analysis of rare processes.

To achieve the above method, standard electronics circuits made at the

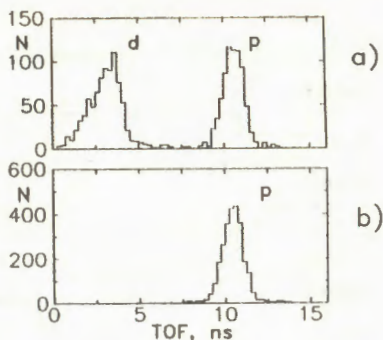
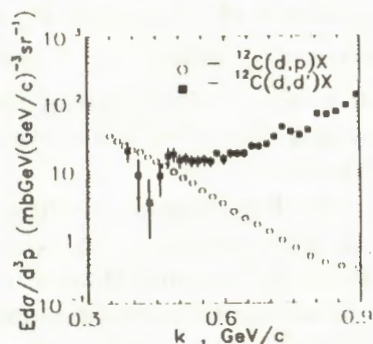


Fig.8. Data on the differential cross sections from the reactions $^{12}C(d,d')X$ and $^{12}C(d,p)X$ versus the light-cone variable k ($k \approx 420$ MeV/c)



Laboratory of High Energies are used. A further development of the digital selection system is possible by decreasing the duration of signals from CDF from 30 ns to 5 ns and the strobe duration from 85 ns to 30 ns, respectively, and by increasing the frequency of reference signals approximately by a factor of 10.

The authors would like to express their thankfulness to I.M.Sitnik, E.A.Strokovsky and L.Penchev for stimulation of interest in this work and constant help at all its stages. Also, the authors would like to thank N.S.Moroz for the given scintillator counters; Yu.A.Kozhevnikov, I.G.Zarubina, Yu.S.Anisimov, V.M.Grebenyuk for their help in the present work.

References

1. Azhgirey L.S. et al. — JINR Preprint P1-85-749, Dubna, 1985.
2. Bunjatov S.L. et al. — PTE, 1978, N1, p.23.
3. Banerjee S. et al. — NIM, 1988, A269, p.121.
4. Brown J.S. et al. — NIM, 1984, 221, p.504.
5. Bell K.W. et al. — NIM, 1981, 179, p.27.
6. Antipov Y.M. et al. — NIM, 1989, A274, p.452.
7. Benlloch J.M. et al. — NIM, 1990, A290, p.327.
8. Basile M. et al. — NIM, 1981, 179, p.447.
9. Chi peng Cheng et al. — NIM, 1986, A252, p.67.
10. Agostini G.D. et al. — NIM, 1984, 219, p.495.
11. Heller R. et al — NIM, 1985, A235, p.26.
12. Braunschweig W. et al. — NIM, 1976, 134, p.261.
13. Agostini G.D. et al. — NIM, 1981, 185, p.49.
14. Bressani T. et al. — NIM, 1984, 221, p.355.
15. Binon F. et al. — NIM, 1978, 153, p.409.
16. Kobayashi T. et al. — NIM, 1990, A287, p.389.
17. Benlloch J.M. et al. — NIM, 1990, A292, p.319.
18. Tanimori T. et al — NIM, 1983, 216, p.57.
19. Abramov B.M. et al. — PTE, 1979, N5, p.52.
20. Milliken B. et al. — Contribution to the Workshop on Scintillating Fiber Detector Development for the SSC, Fermilab, November 1988.
21. Moszynski M. et al. — NIM, 1979, 158, p.1.
22. Borejko V.F. et al. — JINR Preprint 13-86-362, Dubna, 1986.
23. Grebenyuk V.M. et al. — JINR Preprint 13-87-846, Dubna, 1987.
24. Azhgirey L.S. et al. — JINR Preprint 13-88-437, Dubna, 1988.
25. Philips, DATA Handbook, 1985.
26. Lo C.C. et al. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1981, NS-28, p.659.

27. Kozhevnikov Ju.A. et al. — JINR Preprint 13-88-627, Dubna, 1988.
28. Ableev V.G. et al. — JINR Preprint 1-82-278, Dubna, 1982.
29. Ableev V.G. et al. — JINR Rapid Communications, No.1 [52], Dubna, 1992, p.10.
30. Grigorjev V.A. et al. — Electronic Methods in Nuclear Physics Experiment. M.: Energoatomizdat, 1988, p.158.

Received on January 27, 1993.

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНВЕРСИИ МЮОНИЙ — АНТИМЮОНИЙ НА ФАЗОТРОНЕ ЛЯП ОИЯИ

В.М.Абазов, Н.П.Алешин*, В.А.Баранов, А.Н.Брагин, В.А.Гордеев*, С.А.Густов, Е.Г.Друкарев*, А.Ю.Киселев*, Е.Н.Комаров*, Н.П.Кравчук, Т.Н.Мамедов, О.В.Миклухо*, И.В.Мирохин, А.И.Михайлов*, Ю.Г.Нарышкин*, О.В.Савченко, В.А.Скнарь*, В.В.Сулимов*, А.П.Фурсов

На интенсивном пучке поверхностных мюонов, полученных на фазотроне ОИЯИ с помощью широкоугольной магнитной линзы, проведен совместный эксперимент ПИЯФ — ОИЯИ по поиску конверсии мюоний — антимюоний ($M \rightarrow \bar{M}$). Использовалась новая методика, обладающая высокой светосилой регистрации процесса конверсии и низким уровнем фона, основанная на регистрации высокоэнергетических электронов от распада мюона антимюония широкоапертурным магнитным спектрометром. Событий, связанных с переходом $M \rightarrow \bar{M}$, не обнаружено. Для вероятности процесса конверсии относительно обычного распада мюона получено ограничение $W_{M\bar{M}} < 3,9 \cdot 10^{-7}$ (90% уровень достоверности), что в 1,7 раза лучше существующей сегодня оценки. Новое значение для константы перехода мюоний — антимюоний $G_{M\bar{M}} < 0,13 \cdot G_F$ (90% CL).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

The First Results of the Muonium to Antimuonium Conversion Experiment at Dubna Phasotron

V.M.Abazov et al.

The muonium to antimuonium conversion experiment was carried out by the PNPI and the JINR groups with use of the intensive surface muons of Dubna phasotron. This muon beam has been achieved by means of a wide-angle magnetic lens. The new method has been used to identify muonium to antimuonium conversion with high probability of $M \rightarrow \bar{M}$ process and lower background. The idea of the method is to detect the high energy electrons from the antimuonium-muon decay by a wide-aperture magnetic spectrometer. The first results of this experiment are described. No events of the $M \rightarrow \bar{M}$ conversion were observed. The upper limit for the branching ratio of the process investigated with respect to normal muon decay is measured to be $W_{M\bar{M}} < 3.9 \cdot 10^{-7}$ (90% confidence level). This result is a factor of 1.7 better than the previous experimental limit. The new value for the coupling constant of the $M \rightarrow \bar{M}$ conversion process is $G_{M\bar{M}} < 0.13 \cdot G_F$ (90% confidence level).

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

* Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН

Переход мюония ($M = \mu^+ e^-$) в антимюоний ($\bar{M} = \mu^- e^+$) представляет интерес в связи с проблемой несохранения лептонного числа. Переход $M \rightarrow \bar{M}$ требует несохранения лептонных квантовых чисел: $\Delta L_e = -2$; $\Delta L_\mu = 2$. Если предположить существование взаимодействия, переводящего M в $\bar{M}$, то состояниями с определенными массами становятся линейные комбинации состояний M и $\bar{M}$: $M_{1,2} = (M \pm \bar{M})/2$. При этом если в момент $t_0 = 0$ система представляет собой чистый мюоний, то к моменту t она переходит в состояние

$$\left[M_1 e^{-im_1 t - \Gamma_\mu t/2} + M_2 e^{-im_2 t - \Gamma_\mu t/2} \right],$$

где Γ_μ — вероятность распада, $m_{1,2}$ — массы частиц $M_{1,2}$. Таким образом, в системе происходят осцилляции $M \rightarrow \bar{M}$ с периодом $T = 2\pi/|\delta|$ ($\delta = 2 < \bar{M} | \mathcal{H} | M >$), а вероятность $W_{M\bar{M}}$ того, что мюоний будет распадаться как антимюоний (вероятность конверсии) [1]: $W_{M\bar{M}} = |\delta|^2 / 2\Gamma_\mu^2$. Если предписать $\mathcal{H}$ обычную ($V-A$)-структуру с константой $G_{M\bar{M}} = G_F \cdot f$, то вероятность $W_{M\bar{M}} = 2,5 \cdot 10^{-5} f^2$.

Еще в период до создания стандартной модели электрослабых взаимодействий исследовались модели нарушения лептонного числа, в которых процессы с $|\Delta L| = 2$ оказывались более вероятными, нежели с $|\Delta L| = 1$. Многие из них нашли свой аналог в современных калибровочных схемах, а появление в теории хиггсовских бозонов, переносящих лептонные числа $L = 2$ и вызывающих таким образом процессы с $|\Delta L| = 2$ в первом порядке по константе взаимодействия, оказались следствием более общих физических предположений.

При этом хиггсовские бозоны дают вклад в амплитуды других редких распадов, исследовавшихся ранее. Сравнение с верхней границей на вероятности последних даст ограничение на величину исследуемой константы f . Другое ограничение получается благодаря высокой точности измерения аномальных магнитных моментов мюона и электрона. Малая величина расхождения экспериментальных и теоретических данных даст ограничения на возможный вклад хиггсов в аномальные магнитные моменты μ и e .

Наиболее интересной представляется модель, в которой $U(1)$ -лептонная симметрия нарушается существованием конечной майорановской массы нейтрино. Ярким следствием этого явления было бы обнаружение двойного безнейтринного β -распада, поиски которого сейчас интенсивно ведутся. При этом $SU(2)$ -инвариантность требует появления в модели дважды заряженных хиггсовских бозонов, переносящих лептон-

ное число $\Delta L = 2$. Это делает возможной конверсию $M \rightarrow \bar{M}$ при учете взаимодействия в первом порядке. Изучение этого перехода дает, таким образом, информацию о хиггсовском секторе модели, дополняя исследование двойного β -распада. Отметим, что докалибровочным предшественником модели является предложенное Понтекорво [2] взаимодействие с $\Delta L = 2$.

Этот же механизм должен приводить к конечной вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \mu^- e^+ e^+ \bar{\nu}_\mu$. Верхняя граница для этой моды распада дает $f \leq 3 \cdot 10^{-3}$. Отметим, что если лептонная $U(1)$ -симметрия является глобальной, то можно получить более сильное ограничение $f \leq 5 \cdot 10^{-4}$.

Возможны и другие механизмы несохранения лептонного числа. Так, в предложенном Дерманом варианте [3] стандартная модель дополняется спонтанно нарушенной перестановочной симметрией S_3 . Эта модель, воспроизводящая концепцию лептонной четности Вайнберга и Фейнберга [1], требует $f \leq 5 \cdot 10^{-3}$. С другой стороны, если взаимодействия лептонных поколений обладают горизонтальной унитарной симметрией [4], естественно ожидать $f \leq 10^{-6}$.

Таким образом, интересными для исследования представляются значения $10^{-2} \leq f \leq 10^{-6}$.

Экспериментальные исследования TRIUMF [5,6] и LAMPF [7] позволяют для константы $G_{\overline{MM}}$ дать верхнюю оценку: $G_{\overline{MM}} < 0,29 \cdot G_F$ [6] и $G_{\overline{MM}} < 0,16 \cdot G_F$ [7], что указывает на необходимость дальнейшего экспериментального исследования процесса $(M \rightarrow \bar{M})$ -конверсии. Новые эксперименты требуют применения светосильных установок и низкофоновых методик. Одной из таких возможностей является регистрация электронов $(\mu - e)$ -распада на высокоэнергетичном конце мишелевского спектра с помощью широкоапертурного магнитного β -спектрометра. Возможности этой методики и оценка фоновых процессов приведены в работах [8,9]. Особенность предлагаемой методики в том, что вероятность фоновых процессов ниже имеющейся экспериментальной оценки величины $W_{\overline{MM}}$, и существует механизм подавления этих процессов путем обрезания регистрируемого интервала энергий электронов $(\mu - e)$ -распада.

Постановка эксперимента по поиску конверсии мюоний — антимюоний и измерение вероятности этого процесса проведено в течение 1991 и 1992 годов объединенной группой ПИЯФ — ОИЯИ на пучке “поверхностных” мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ.

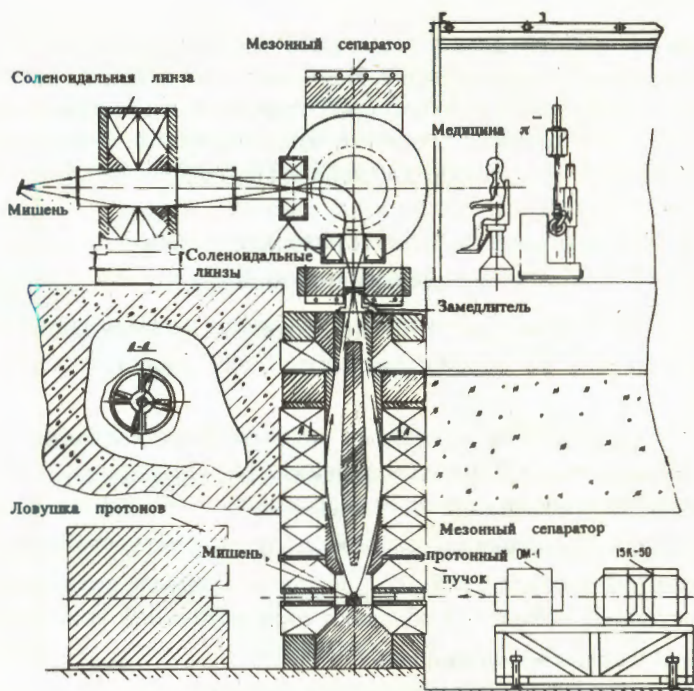


Рис.1. Схема формирования пучка поверхностных мюонов

Для формирования пучка «поверхностных» мюонов использовалась широкоугольная мезонная линза медицинского канала [10] и дополнительная магнитная система, позволяющая получать сепарированные мезонные пучки (рис.1). Основные параметры сепарированного пучка «поверхностных» мюонов: импульс $21,5 \text{ МэВ/с}$; $\Delta P/P \approx 7,7\%$; интенсивность (при токе протонов $2,0 \text{ мкА}$) — $4,8 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$; примесь позитронов в пучке $N_e/N_\mu \approx 2$; размер пучка (ширина на полувысоте) — $7 \times 8 \text{ см}^2$; скважность пучка 75% .

Схема экспериментальной установки, показанная на рис.2, состоит из тракта пучка «поверхностных» мюонов (I), мишенного устройства (II), магнитного спектрометра (III). Падающий пучок мюонов замедлялся и останавливался в мелкодисперсном порошке SiO_2 с тормозной толщиной 10 мг/см^2 . Здесь (в SiO_2) образовывался мюоний, диффундирующий с тепловыми скоростями в вакуумную область, где и происходило наблюдение ($M \rightarrow \bar{M}$)-перехода (область взаимодействия, вид А-А на рис. 2). После прохождения окна вакуумной камеры (100 мкм майла-

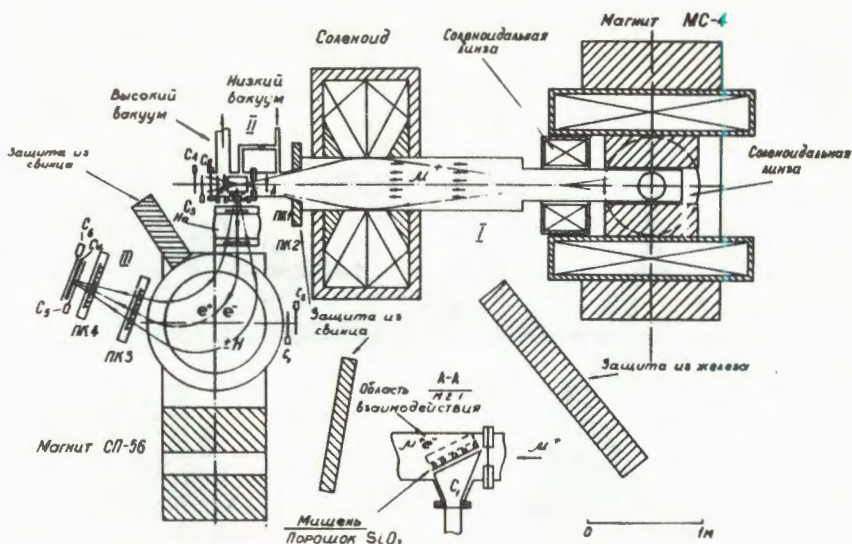


Рис.2. Схема экспериментальной установки по поиску конверсии мюония в антимюоний. C_1, C_2 — размещенные в вакууме тонкие счетчики (≈ 60 мкм) для регистрации «поверхностных» мюонов; C_3, C_4, C_7, C_8 — мониторирующие счетчики для регистрации позитронов; C_5, C_6 — счетчики для регистрации полезных событий; ПК1, ПК2, ПК3, ПК4 — пропорциональные камеры; Си — медный фильтр

ра) позитроны или электроны ($\mu-e$)-распада с энергией в интервале $36 + 53$ МэВ наблюдались с помощью четырех пропорциональных камер со съемом информации на линиях задержки [11]. Сигналы с катодов первых трех камер использовались для формирования быстрого триггера. Широкоапертурный спектрометрический магнит с полем в центре магнита 3,16 кГс отклонял электроны и позитроны от распада мюона в противоположные направления. Сцинтилляционный счетчик, расположенный за камерой ПК4, формировал временной сигнал регистрируемого события. Фактом регистрации события в спектрометре являлся одновременный приход сигналов от трех катодов пропорциональных камер ПК1+ПК3 и двух сцинтилляционных счетчиков C_5, C_6 (пятикратные совпадения во временном окне — 30 нс). Для уменьшения кулоновского рассеяния в пространстве между камерами ПК1 и ПК2 использовалось гелиевое наполнение. Основные параметры спектрометра: энергетическое разрешение 1,5%; эффективность регистрации позитронов или электронов $\epsilon = 0,98$; пространственное разрешение точки распада мюона в области взаимодействия ± 3 мм; временное разрешение быстрой электроники ≈ 1 нс.

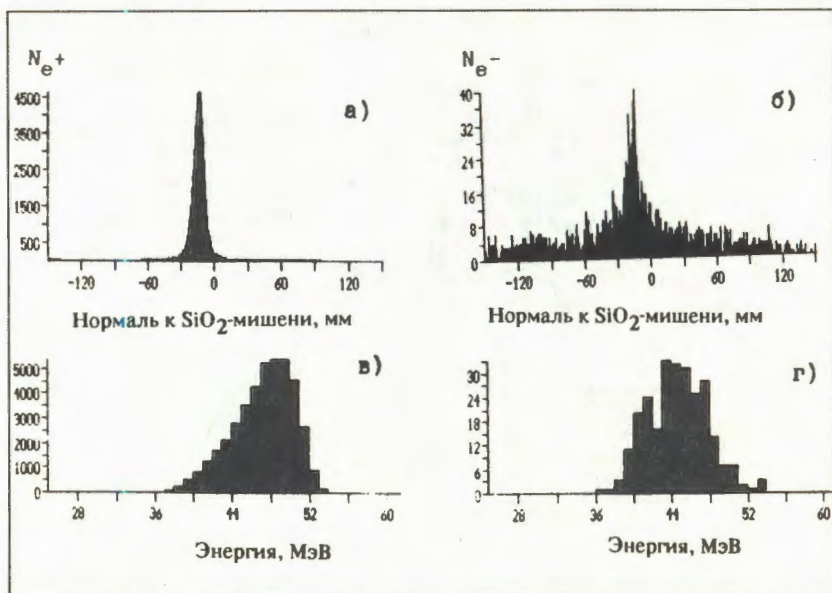


Рис.3. Экспериментальные спектры распределения регистрируемых частиц относительно нормали к поверхности SiO_2 -мишени (вверху) и их энергетическое распределение (внизу) для позитронов (слева, $N_{\mu^+} = 3,9 \cdot 10^7$) и для электронов (справа, $N_{\mu^-} = 8,3 \cdot 10^{10}$). Центр мишени имеет координату — 14 мм; 0 — центр окна вакуумной камеры

Для каждого события измерялись координаты частицы (8 плоскостей), времена прохождения частицы между различными элементами установки. По измеренным параметрам для каждого события определялось место распада мюона, углы входа и выхода позитрона (электрона) из спектрометра, вычислялась энергия зарегистрированной частицы и строились одномерные либо двумерные распределения по измеренным и вычисленным параметрам для заданных наборов статистики позитронов и электронов. В анализе также использовались амплитудные распределения с аналоговых выходов сцинтилляционных детекторов и катодных усилителей пропорциональных камер. На рис. 3 показаны первичные экспериментальные спектры при регистрации спектрометром позитронов и электронов. На рис.4а приведено детальное распределение первичного спектра электронов вблизи поверхности SiO_2 -мишени.

Как показывают предыдущие исследования [7,12], мюоний после образования SiO_2 в порошке за время жизни мюона диффундирует на расстояние до 40 мм от плоскости мишени. На рис.4а показана (отмече-

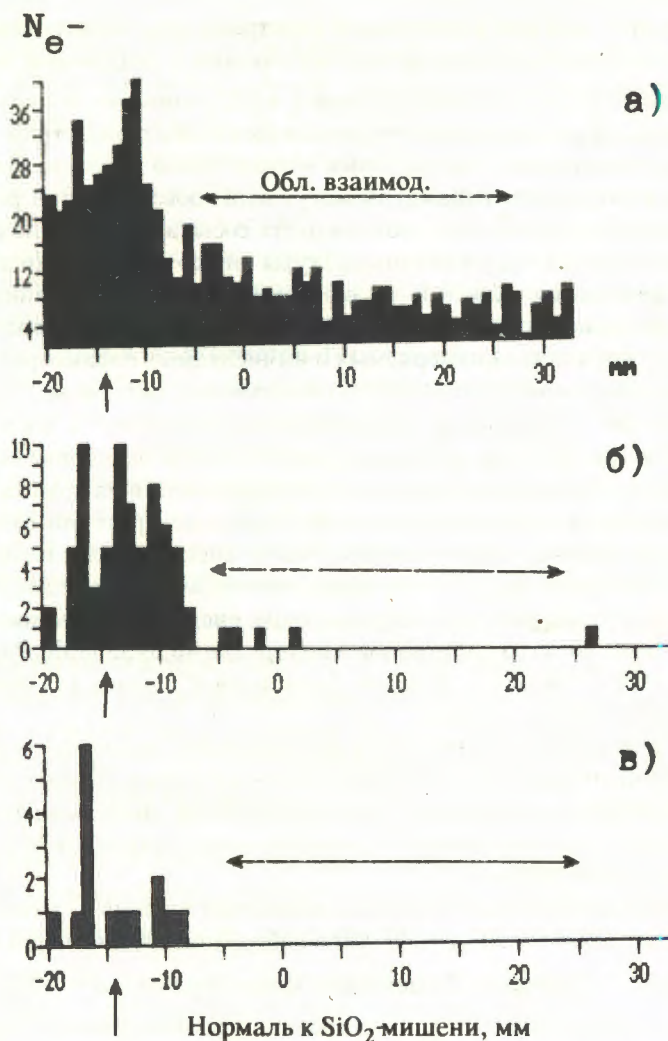


Рис.4. Детальное распределение спектра электронов, приведенного на рис.3б, вблизи поверхности SiO_2 -мишени: а) первичный спектр; б) спектр электронов при наложении ограничений на возможные области изменения измеряемых и вычисляемых параметров для всей ширины энергетического спектра; в) то же в энергетическом интервале 46,5+53 МэВ

на стрелкой) область пространства относительно нормали к мишени (на расстоянии $8 + 40$ мм от центральной плоскости мишени), где происходит поиск событий ($M \rightarrow \bar{M}$)-конверсии.

Очевидно, что при регистрации спектрометром позитронов основная часть зарегистрированных частиц связана с реальными позитронами от распада μ^+ , остановившимися в SiO_2 -мишени, а полученные в эксперименте распределения по указанным выше параметрам — с физическими частицами, для которых можно точно указать области, в пределах которых эти параметры могут варьироваться. При регистрации электронов, наоборот, основная часть событий связана не с реальными частицами, а с шумами аппаратуры или со случайными запусками при наложении событий и, естественно, имеет случайные распределения по измеряемым в эксперименте параметрам. Совпадающие распределения для всех измеряемых и вычисляемых параметров у электронов и позитронов будут иметь только события, связанные с искомым процессом ($M \rightarrow \bar{M}$)-конверсии, и события, связанные с физическим фоном. На рис.4б и 4в показано, как меняется экспериментальный спектр для электронов после наложения ограничений на возможные области изменения параметров событий. Основные критерии отбора получены из анализа экспериментального спектра для позитронов. Рисунок 4б соответствует всему энергетическому спектру электронов, пропускаемому магнитным спектрометром, рис.4в — для высокоэнергетичного конца спектра электронов в интервале 46,5+53 МэВ. Рисунки 3 и 4 относятся к одному из наборов статистики. Спектры для остальных наборов имеют подобный вид.

Подробное описание методики эксперимента, экспериментального исследования параметров установки, способа отбора полезных событий, эффективности используемых критериев отбора, экспериментального исследования, моделирования и оценки фоновых процессов будет изложено в отдельной работе.

За все время измерения процесса конверсии мюоний — антимюоний на фазотроне ЛЯП ОИЯИ (≈ 640 часов набора статистики) через мишень прошло $3,5 \cdot 10^{11}$ мюонов. В настоящее время обработано $\approx 80\%$ полной статистики ($N_{\mu^+} = 2,9 \cdot 10^{11}$). Электронов, удовлетворяющих одновременно всем налагаемым критериям отбора в интервале энергий 46,5+53 МэВ, в указанной выше области взаимодействия не обнаружено.

Количество позитронов от распада мюона в атоме мюония из области взаимодействия, которые регистрирует установка, определяется выражением $(N_{e^+})_{Mu} = N_{\mu^+} W(\epsilon, \Delta E) W_{Mu}$, где N_{μ^+} — число падающих на мишень мюонов, $W(\epsilon, \Delta E)$ — вероятность регистрации позитронов с энергией в интервале ΔE спектрометром, удовлетворяющих выбранным критериям отбора; W_{Mu} — вероятность обнаружения мюония в вакууме в области взаимодействия на один падающий мюон.

Вероятность $W(\epsilon, \Delta E)$ определялась моделированием процесса методом Монте-Карло и в условиях настоящего эксперимента для интервала энергий позитрона 46,5+53 МэВ составляла $1,51 \cdot 10^{-3}$. Вероятность W_{Mu} исследовалась методом [12]. Мюоны пучка регистрировались сцинтилляционным счетчиком C_1 с толщиной пластика 60 $\mu\text{м}$ и останавливались в порошке SiO_2 (рис.2, А-А). Для каждого события регистрировалась точка пространства вакуумной области вблизи мишени, куда продиффундировал мюоний до момента распада мюона, и интервал времени между моментом остановки мюона и моментом регистрации позитрона в спектрометре. Выход мюония в вакуум определялся из анализа временного распределения позитронов ($\mu-e$)-распада для различных участков вакуумной области. Для вероятности выхода мюония в область взаимодействия, указанной на рис.4, на один падающий мюон получена величина, равная $0,030 \pm 0,003$, что находится в согласии с данными работ [7,12]. С целью повышения достоверности приводимого результата при вычислении вероятности процесса конверсии использовалось нижнее значение величины W_{Mu} , равное 0,027.

Таким образом, при прохождении через рабочую мишень $2,9 \cdot 10^{11}$ мюонов установка регистрирует $1,18 \cdot 10^7$ позитронов от распада мюона атома мюония, находящегося в области взаимодействия, которые удовлетворяют налагаемым условиям отбора. Половина из них находится в состоянии со спином $I = 1$ и не участвует в процессе конверсии (подавление связано с наличием в области мишени рассеянных магнитных полей [1]).

Искомую вероятность процесса конверсии мюоний — антимюоний (при 90% уровне достоверности) согласно распределению Пуассона находим из соотношения $W_{MM} < \ln 10 / [(N_e)_{Mu} \cdot 0,5] = 3,9 \cdot 10^{-7}$, что соответствует значению для константы перехода мюоний — антимюоний $G_{MM} < 0,13 \cdot G_F$ (90% CL).

Полученное в настоящих исследованиях новое значение для вероятности процесса конверсии в 1,7 раз лучше существующей сегодня оценки (LAMPF, 1991 — $W_{MM} < 6,5 \cdot 10^{-7}$ 90% CL).

Авторы выражают благодарность профессору Ц.Д.Вылову, профессору В.П.Джелепову, М.Г.Сапожникову, Д.М.Селиверстову за неизменный интерес к работе и всестороннее содействие при ее выполнении, Н.Г.Шакуну, П.Т.Шишлянникову за организацию устойчивой работы фазотрона в длительных сеансах физических измерений, С.В.Медведю, А.Г.Долбилову, В.П.Вольных за организацию компьютерной связи с измерительным центром ЛЯП ОИЯИ, Н.Я.Архиповой, Н.Ф.Бондарю,

Б.В.Бочину, В.В.Вихрову, С.С.Волкову, Р.С.Гальпериной, Г.А.Ганже, Ю.С.Григорьеву, В.А.Жукову, Н.И.Журавлеву, В.Г.Зинову, И.И.Клочкову, Д.В.Козьяйкину, С.И.Колентаровой, С.М.Коренченко, Л.Г.Кудину, Н.А.Кучинскому, В.В.Нелюбину, В.Н.Никулину, И.А.Панько, О.Е.Прокофьеву, Л.О.Сергееву, И.И.Ткачу, А.И.Филиппову, Е.П.Череватенко, И.А.Ютландову за помощь при подготовке эксперимента, С.Л.Белостоцкому, В.А.Никольскому, В.И.Комарову, Э.А.Кураеву за полезные обсуждения.

Литература

1. Feinberg G., Weinberg S. — Phys. Rev., 1961, 123, p.1439.
2. Pontecorvo B. — Phys. Lett., 1968, 26B, p.630.
3. Derman E. — Phys. Rev., 1979, 19B, p.317.
4. Cahn P., Harari H. — Nucl. Phys., 1980, 176B, p.135.
Капе G.L., Thun R. — Phys. Rev. Lett., 1980, 94B, p.512.
Jones D.R.T. et al. — Nucl. Phys., 1982, 198B, p.45.
5. Huber T.M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, 61, p.2189.
6. Huber T.M. et al. — Phys. Rev., 1990, 41D, p.2709.
7. Matthias B.E. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, 66, p.2716.
8. Drukarev E.G., Gordeev V.A., Mikhailov A.I. — Preprint LNPI, 1987, 1317.
9. Drukarev E.G., Gordeev V.A. — Preprint LNPI, 1990, 1588.
10. Абазов В.И. и др. — Сообщения ОИЯИ, 1990, 9-90-289.
11. Белостоцкий С.Л. и др. — Препринт ЛИЯФ, 1986, 1298.
12. Janißen A.C. et al. — Phys. Rev., 1990, 42A, p.161.

Рукопись поступила 3 февраля 1993 года.

ИЗМЕРЕНИЕ РЕАКЦИИ ПОНТЕКОРВО $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ ДЛЯ АННИГИЛЯЦИИ ПОКОЯЩИХСЯ АНТИПРОТОНОВ

В.Г.Аблеев, Г.Манева, Ф.Никитиу, Д.Б.Понтекорво,
А.М.Рождественский, М.Г.Сапожников, П.П.Темников,
В.И.Третьяк, И.В.Фаломкин
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.Адамо, К.Кикало, А.Мазони, Д.Пудду, С.Серчи, Д.Усаи
Физический факультет университета Кальяри,
секция ИНФН в Кальяри, Кальяри, Италия

М.Аньелло, Б.Минетти, Ф.Яцци
Туринский политехнический институт, секция ИНФН в Турине,
Турин, Италия

Ф.Балестра, Д.К.Бонаццола, Т.Брессани, М.П.Бусса, Л.Буссо,
Р.Гарфанини, А.Грассо, П.Джиганотти, Д.Дзоси, Ф.Д'Исеп,
Д.Кальво, П.Черелло, С.Коста, А.Маджора, С.Марчелло,
Д.Панциери, Г.Пираджино, Е.Росетто, Ф.Тозелло, Л.Фава,
А.Феличелло, Л.Ферреро
Институт физики Туринского университета,
секция ИНФН в Турине, Турин, Италия

Л.Вентурелли, А.Донзелла, М.Коррадини, И.Лоди-Риццини
Факультет электроники и автоматизации университета Брешии,
секция ИНФН в Турине, Брешия, Италия

Д.Бендишоли, А.Зенони, П.Монтанья, А.Ротонди,
П.Сальвини, В.Филиппини
Факультет ядерной и теоретической физики университета Павии,
секция ИНФН в Павии, Павия, Италия

А.Бертин, М.Бруски, С.Векки, М.Вилла, А.Витале, Д.Галли,
С.Де Кастро, А.Дзокколи, М.Каппони, У.Маркони, И.Масса,
М.Пиччинини, Н.Семприни-Чезари, П.Спиги
Физический факультет университета Болоньи,
секция ИНФН в Болонье, Болонья, Италия

П.Бокаччио, Л.А.Вануччи, Д.Ведовато, У.Гастальди,
М.Ломбарди, Д.Марон, Р.А.Риччи
Национальная лаборатория ИНФН в Леньяро, Леньяро, Италия

К.Гуаральдо, А.Ланаро, В.Лукерини
Национальная лаборатория ИНФН во Фраскати, Фраскати, Италия

Д.В.Маргалиотти, Д.Паули, С.Тессаро
Институт физики университета Триеста, секция ИНФН в Триесте,
Триест, Италия

М.Морандо
Физический факультет университета Падуи,
секция ИНФН в Падуе, Падуя, Италия

М.Поли
Факультет энергетики университета Флоренции,
секция ИНФН в Болонье, Болонья, Италия

Л.Сантти
Институт физики университета Удино,
секция ИНФН в Триесте, Удино, Италия

Представлены результаты нового измерения вероятности реакции $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ для аннигиляции покоящихся антипротонов. Найдено 77 событий данной реакции в разных конфигурациях триггера, что соответствует вероятности

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p) = (1,20 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}.$$

Получено первое указание на наблюдение реакции Понтекорво $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Measurement of the Pontecorvo Reaction $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ for the Antiproton Annihilation at Rest

V.G.Ableev et al.

We presented the results of the new measurements of the reaction $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ for the antiproton annihilation at rest. A total of 77 events of this reaction have been found in different trigger configurations. The branching ratio of the reaction is

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p) = (1.20 \pm 0.14) \cdot 10^{-5}.$$

The first indication of the observation of another Pontecorvo reaction $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$ was obtained.

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

1. Введение

Спектрометр OBELIX [1], действующий на выведенном пучке накопителя LEAR в ЦЕРН, предназначен для изучения аннигиляции антипротонов и антинейтронов для целей мезонной спектроскопии, а также для исследования различных экзотических каналов аннигиляции антипротонов с ядрами. К настоящему времени набрано около 25 миллионов событий $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -аннигиляции с различными триггерами. В данном сообщении приводятся результаты измерений вероятности реакции Понтекорво

$$\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p \quad (1)$$

для аннигиляции покоящихся антипротонов.

Б.М.Понтекорво еще в 1956 г. [2] обратил внимание на возможность нетривиальных реакций аннигиляции, которые запрещены на свободном нуклоне, но разрешены на нуклоне, связанном в ядре. При обычной аннигиляции антипротонов на нуклоне всегда должны образовываться как минимум два мезона. Однако в аннигиляции антипротонов на ядрах возможны реакции, когда в конечном состоянии образуется только один мезон, например

$$\begin{aligned} \bar{p} + d &\rightarrow \pi^0 + n, \\ &\rightarrow \eta + n. \end{aligned} \quad (2)$$

$$\bar{p} + d \rightarrow K^+ + \Sigma^-, \quad (3)$$

или аннигиляция, когда в конечном состоянии совсем нет мезонов:

$$\bar{p} + {}^3\text{He} \rightarrow p + n, \quad (4)$$

$$\bar{n} + {}^3\text{He} \rightarrow p + p. \quad (5)$$

К сожалению, экспериментальная информация о реакциях Понтекорво очень скудна. Реакция (1) наблюдалась для аннигиляции покоящихся антипротонов [3—5] и было измерено, что ее вероятность $W(\pi^- p)$ находится на уровне нескольких единиц на 10^{-5} . Реакции (2) недавно обнаружены коллаборацией Crystal Barrel [6]. В эксперименте [4] было получено верхнее значение для вероятности реакции (3) для покоящихся антипротонов: $W(K^+\Sigma^-) < 8 \times 10^{-6}$. Реакции безмезонной аннигиляции (4)—(5) до сих пор не наблюдались.

Интерес к изучению реакций Понтекорво мотивирован тем, что такие процессы чувствительны к поведению высокоимпульсной компоненты волновой функции ядра, где ненуклонные степени свободы долж-

ны играть важную роль. В стандартном подходе реакции (1) — (3) можно рассматривать как двухступенчатые процессы, показанные на диаграммах рис.1. После аннигиляции антипротона на каком-либо нуклоне дейтерия рождаются два высокоэнергетических мезона с $T_{kin} \approx m_N$, а затем один из мезонов поглощается на другом нуклоне дейтерия. Ясно, что в таком процессе невозможно добиться сохранения энергии-импульса на каждой стадии и виртуальность частиц в промежуточном состоянии должна быть очень велика $\approx m_N$. Поэтому данные реакции должны быть очень чувствительны к малым межнуклонным расстояниям в дейтроне.

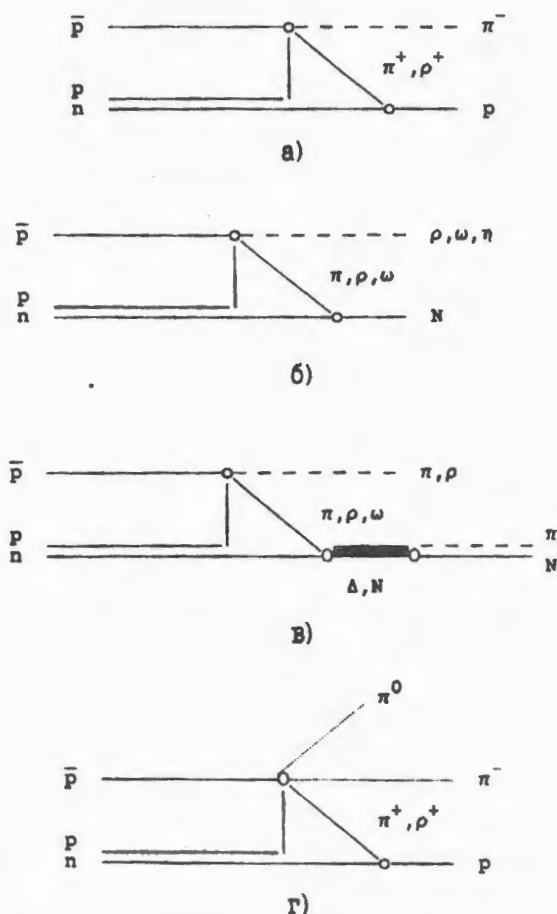


Рис.1. Диаграммы реакции Понтекорво $\bar{p} + d \rightarrow M + N$

Это заключение подтверждается результатами конкретных вычислений реакций (1) — (4), которые были сделаны в работах [7—9]. Оказалось, что вероятность реакций Понтекорво сильно зависит от выбора дейтронной волновой функции. Причем можно сделать вывод [7], что стандартное рассмотрение на основе диаграмм рис.1 приводит к малым значениям вероятности реакции (1) (на уровне нескольких единиц на 10^{-6}).

Существуют альтернативные подходы, рассматриваемые в работах [10—13]. Так, в [10] рассчитана вероятность реакций (1), (3) в модели испарения фэйрбола с ненулевым барионным зарядом. Эта модель предсказывает, что вероятность реакции (3) должна быть на уровне $\approx 10^{-6}$, т.е. чуть-чуть меньше существующего экспериментального предела. Этот вывод резко контрастирует с предсказаниями моделей перерасеяния, которые дают $W(K^+\Sigma^-) \approx 10^{-8}$ [7,8]. Чтобы получить экспериментальное значение вероятности реакции (1), необходимо предположить, что фэйрболы образуются в 10% всех событий аннигиляции.

В другом подходе [11,12] реакции Понтекорво рассчитывались на основе информации о кроссинг-процессах, с использованием либо метода «квазидетального баланса» [12], либо более продвинутой техники расчета реджевских диаграмм [11]. В работе [11] предсказывается, что вероятность процессов (3) должна быть между оптимистическими оценками [10] и теми, что следуют из двухступенчатых моделей [7—9].

В принципе, можно рассматривать реакции Понтекорво в терминах кварковых диаграмм, аналогичных приведенной на рис.2, когда антикварки антипротона аннигилируют с кварками обоих нуклонов. Определенный шаг в этом направлении был сделан в работе [13], в которой рассматривалось влияние примесей многокварковых конфигураций в волновой функции дейтрона.

Оказалось, что введение примеси б q -состояний на уровне 0,3% позволяет получить вероятность реакции (1), которая совпадает с экспериментальным значением.

Важно заметить, что определение реакций Понтекорво как процессов, запрещенных при аннигиляции на свободном нуклоне, но разрешенных на связанном нуклоне, охватывает

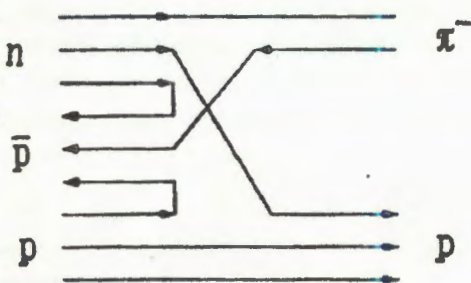


Рис.2. Кварковая диаграмма реакции Понтекорво

довольно широкий класс процессов (см. более подробный анализ в [14]). Это не только безмезонная аннигиляция (4) — (5) или одномезонная аннигиляция типа

$$\bar{p} + d \rightarrow M + N, \quad (6)$$

где M — любой мезон, например $\eta, \rho, \omega \dots$ т.д. (см. диаграмму рис.1б).

К реакциям Понтекорво относятся также реакции с рождением резонансов

$$\bar{p} + d \rightarrow M + N^*, \quad (7)$$

где N^* — любой барионный резонанс, типа $\Delta(1232)$ или $N(1540)$ (см. диаграмму рис.1в).

В принципе к реакциям Понтекорво нужно относить все процессы типа (6) или (7), в которых характеристики мезонной системы M (например, ее эффективная масса) отличаются от тех, которые возможны при аннигиляции на свободном нуклоне. Первые оценки вероятности реакций Понтекорво (6) с разными мезонами в конечном состоянии были сделаны в работе [15]. Было предсказано, что вероятность реакции $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$ может оказаться в два раза большей, чем $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$.

Суммируя существующую экспериментальную и теоретическую ситуацию с реакциями Понтекорво, можно сказать, что такие исследования необходимы для выяснения роли ненуклонных степеней свободы в дейтроне. Поскольку реакции типа (1) — (2) являются простейшими реакциями двухчастичной аннигиляции, можно надеяться, что их изучение окажется полезным для изучения процессов двухнуклонной аннигиляции антипротонов в ядрах.

2. Экспериментальная установка

OBELIX — это магнитный спектрометр для регистрации заряженных и нейтральных частиц. Он состоит из четырех детекторов, размещенных внутри и около открытого магнита с аксиальным полем (OAFM), который обеспечивает поле 0,5 Тл в объеме $\approx 3 \text{ м}^3$ (рис.3). Детекторы OBELIX таковы:

1) SPC — спиральная проекционная камера — вершинный детектор, который дает информацию о трех координатах для заряженных треков и может регистрировать рентгеновские кванты;

2) TOF — система для измерения времени пролета — два коаксиальных цилиндра пластиковых сцинтилляторов. Внутренний цилиндр состоит из 30 счетчиков, размещенных в 20 см от оси пучка, внешний цилиндр состоит из 84 счетчиков, расположенных на расстоянии 140 см

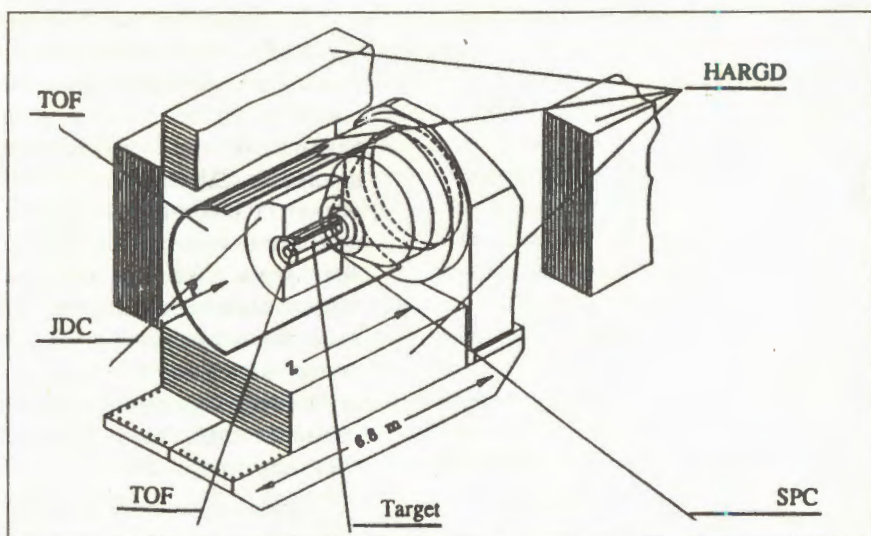


Рис.3. Схема установки OBELIX (см. описание отдельных детекторов в тексте)

от оси пучка. Характерное временное разрешение системы составляет 500 пс (FWHM);

3) JDC — струйная дрейфовая камера (использованная ранее в эксперименте на AFS-спектрометре в ЦЕРН) — измеряет углы и импульсы частиц, а также позволяет проводить идентификацию частиц по измерениям dE/dX . Детектор состоит из двух цилиндрических половинок (160 см в диаметре и 140 см длиной), имеет 3380 чувствительных проволочек, объединенных в 82 азимутальных сектора по 4° каждый. Секторы, в свою очередь, объединены в три цилиндрических слоя — короны. Съем информации идет через 100 МГц 8 бит FADC-систему считывания с обоих концов проволочек. Характерное пространственное разрешение составляет $\sigma_z = 12$ мм, $\sigma_{r,\phi} = 200$ мкм. Разрешение по импульсам, которое было измерено при 928 МэВ/с для моноэнергетических пионов от реакции $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^-$, составило 3,5%.

4) HARGD — детектор гамма-квантов — электромагнитный калориметр, состоящий из четырех модулей из плоскостей (3×4 м²) стримерных трубок, прослоенных свинцовыми листами.

Во время набора представляемых в этой статье данных детекторы SPC и HARGD не были отлажены в полной мере, и информация от них не была использована в настоящем анализе.

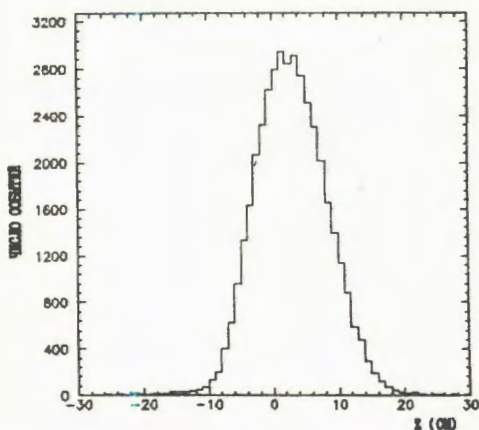


Рис.4. Распределение вершин аннигиляции по оси пучка

Антипротоны с импульсом 105 МэВ/с от LEAR останавливались в цилиндрической газовой мишени, наполненной дейтерием при атмосферном давлении. Длина мишени составляла 100 см. Распределение вершин аннигиляции по оси пучка показано на рис.4. Можно видеть, что антипротоны останавливаются в довольно ограниченной области около центра мишени, ширина распределения по оси пучка составляет $\sigma_z = 5$ см.

Триггер был выбран таким образом, чтобы отбирать две заряженные частицы, летящие друг против друга с большими импульсами. Относительное положение двух половинок JDC было специально отъюстировано по событиям от реакции $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^-$, которые были набраны в тот же период времени. Эти же данные использовались для калибровки системы TOF.

Было использовано две конфигурации триггера.

Триггер А — требовалось, чтобы входящий в мишень антипротон дал совпадение сигналов в тонком (100 мкм) пучковом сцинтилляторе и счетчиков во внутреннем и внешнем слоях системы TOF, включенных в так называемую back-to-back корреляцию. Back-to-back корреляция определялась следующими требованиями:

- только два отсчета во внутреннем слое TOF между противоположными счетчиками, выбранными по правилу «один — три». То есть если частица попала в один счетчик, то другая частица должна вызвать срабатывание любого из трех счетчиков, лежащих напротив первого.

- только два срабатывания во внешнем слое TOF, где в триггер были включены две группы счетчиков, по два счетчика в каждой. Положение этих групп счетчиков было фиксировано.

Триггер Б имел такие же условия для внутреннего TOF, как и триггер А. Отличие его состояло в том, что во внешнем слое TOF были активированы две группы из трех счетчиков в каждой.

Важным отличием экспериментальных условий при работе с триггерами А и Б было то, что при наборе статистики с триггером А камера SPC была убрана и заменена большой дейтериевой мишенью диаметром

30 см. Поэтому для данных, набранных с этим триггером, не было проблем с аннигиляцией на стенках мишени. Данные с триггером Б получены с малой мишенью (диаметром 6 см), где некоторая часть аннигиляций происходила на стенках мишени. К счастью, можно были выделить аннигиляции на майларе мишени как по измерению положения вершины, так и по информации о времени пролета во внутреннем слое TOF. Продукты аннигиляции антипротонов, остановившихся в газе, достигают счетчиков внутреннего слоя TOF позже, чем частицы от аннигиляции на майларе. Эта задержка, связанная с временем, которое антипротон тратит на каскад в атоме, существенно помогает при выделении событий аннигиляции в газе. Для подавления аннигиляции на майларе сигнал триггера вырабатывался в воротах длительностью 15 нс, которые были сдвинуты по времени таким образом, чтобы не запускать установку от быстрых аннигиляций на майларе. Это приводило к довольно существенному снижению сигналов от аннигиляции на майларе до уровня 4% от всех событий аннигиляции. Без использования такой схемы выработки триггерного сигнала процент событий, в которых аннигиляция произошла на майларе мишени, составляет 17%.

Всего было набрано $6,5 \cdot 10^4$ событий с триггером А, $6,4 \cdot 10^4$ событий с триггером Б и $6,5 \cdot 10^4$ событий с минимальным триггером, когда просто требовалось, чтобы антипротон вошел в мишень.

3. Анализ данных

3.1. Процедура идентификации реакций

При реконструкции событий требовалось наличие вершины в области мишени. Если при фитировании треков было невозможно определить координаты вершины, что часто происходило из-за высокой степени коллинеарности изучаемых треков, то параметры трека определялись путем экстраполирования в точку, минимально отстоящую от оси пучка.

Рассматривались только события с двумя треками от частиц с противоположными зарядами. К качеству трека предъявлялись следующие требования:

- длина трека L должна быть $L > 50$ см;
- трек должен пройти через все три короны JDC (т.е. иметь полярный угол $\Theta > 41^\circ$).

Симулирование по Монте-Карло показывает, что требованию к качеству трека удовлетворяют 81 (64) % событий от реакции Понтекорво

для триггера А (Б). Была введена также дополнительная коррекция на то, что трек может быть искусственно укорочен либо из-за неэффективности последней короны JDC, либо из-за неэффективности программы реконструкции. Эта коррекция оказалась равной 0,84.

Требованию качества треков удовлетворяют 32098 событий с триггером А и 21565 событий с триггером Б.

События от реакции Понтекорво имеют очень определенные признаки: при аннигиляции в покое импульсы π -мезона и протона должны быть равны 1,246 ГэВ/с, а угол между ними должен быть 180° . Есть две реакции с несколько похожими кинематическими характеристиками у заряженных частиц:

$$\bar{p} + d \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n, \quad (8)$$

$$\bar{p} + d \rightarrow K^+ + K^- + n, \quad (9)$$

При аннигиляции покоящихся антипротонов на свободном протоне в два π (K)-мезона их импульсы фиксированны $p_\pi = 0,928$ ГэВ/с ($p_K = 0,8$ ГэВ/с), и частицы разлетаются в строго противоположном направлении. Когда $\bar{p}$ аннигилирует на протоне, связанном в ядре дейтерия, ферми-движение размывает импульсное распределение мезонов и разрушает коллинеарность разлета.

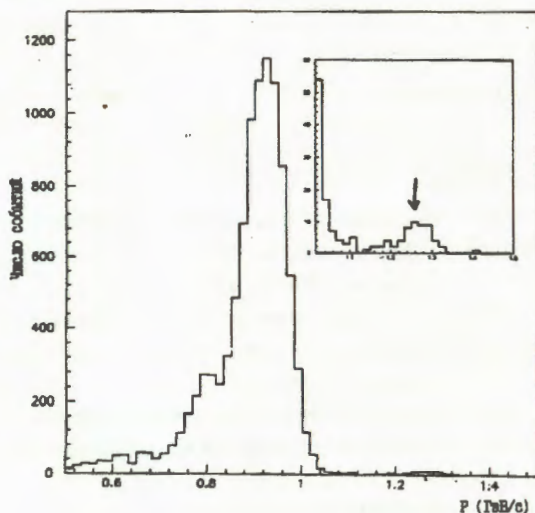


Рис.5. Импульсное распределение положительно заряженных частиц в коллинеарных событиях (угол между двумя треками $\Theta \geq 175^\circ$). На врезке показана высокоимпульсная часть спектра

На рис.5 показано импульсное распределение положительных частиц для коллинеарных событий (с углом разлета $\Theta_{12} \geq 175^\circ$). Можно видеть отчетливый пик при 0,93 ГэВ/с от аннигиляции в $\pi^+ \pi^-$, а также некоторую структуру при 0,8 ГэВ/с от аннигиляции в $K^+ K^-$.

Виден также некоторый сигнал от реакции Понтекорво (1) при 1,24 ГэВ/с (см. также вставку на рис.5, где показана высокоимпульсная часть спектра).

На рис.6 представлен двумерный график импульсов положительных и отрицательных частиц в коллинеарных событиях. Видно, что события с приблизительно одинаковыми импульсами у обеих частиц аккумулируются в две области, соответствующие реакциям (8) и (9). Различима также третья область, с существенно меньшим числом частиц, которая соответствует реакции (1). Видно, что она хорошо отделена от других областей. Такое отсутствие сильного фона облегчает процедуру идентификации.

Критерии отбора реакции Понтекорво выбирались таким образом, чтобы через кинематический фит проходило как можно больше полезных событий, а фон подавлялся на основе дополнительных физических критериев. Были использованы следующие критерии отбора:

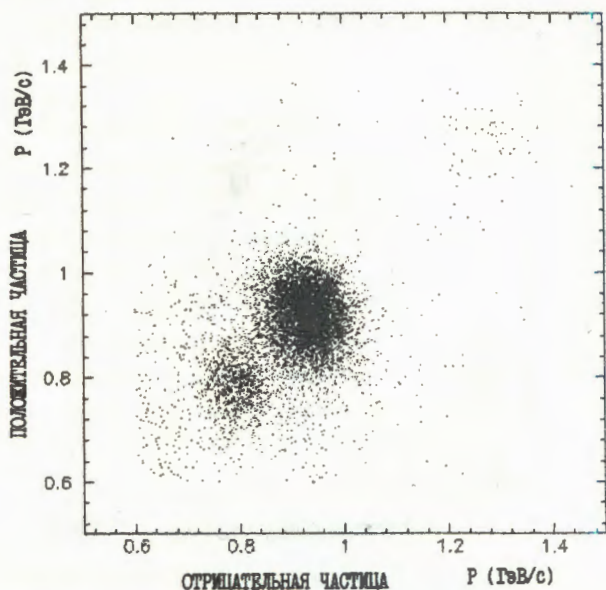


Рис.6. Двумерное распределение по импульсам положительных и отрицательных частиц у коллинеарных событий

1) Чтобы подавить фон от канала $\pi^- \pi^+ n$, вероятность которого на два порядка превышает вероятность искомой реакции Понтекорво, были отобраны события, для которых вероятность гипотезы $\pi^- \pi^+ n$ составляла $< 10^{-6}$.

Этому условию удовлетворяли 106 событий из триггера А (61 событие для триггера Б).

2) Для дальнейшего отбора использовалась информация о времени пролета частиц. Поскольку скорость π -мезонов с импульсами > 1 ГэВ/с есть $\beta \approx 1$, а β протонов с такими же импульсами составляет $\approx 0,8$, был введен критерий отбора для скорости положительно заряженной частицы $\beta^+ < 0,9$.

Как показывает моделирование реакции (1) по Монте-Карло, 90% полезных событий удовлетворяет этому условию отбора.

Этот критерий отбора проходят 93 события для триггера А и 42 события для триггера Б.

3) Наконец, была осуществлена проверка искомой гипотезы (1). Для этого отбирались события, для которых кинематический фит давал

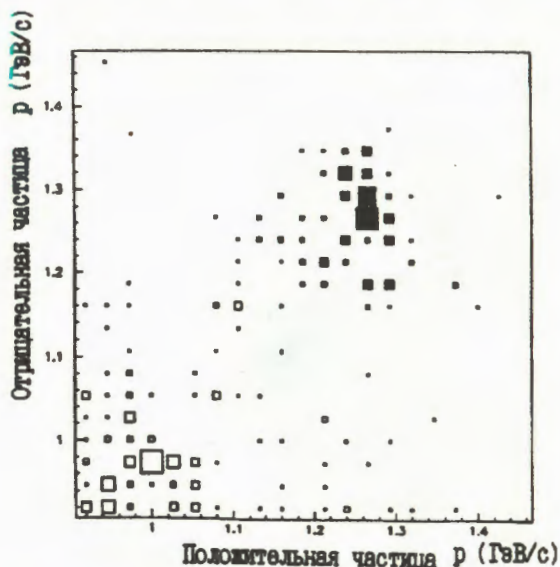


Рис. 7. Двумерное распределение по импульсам положительных и отрицательных частиц у коллинеарных событий. Черными квадратами помечены события, удовлетворяющие всем трем критериям отбора для реакций Понтекорво

значение вероятности гипотезы $(1) < 96\%$. Этому условию удовлетворяют 54 события из триггера А и 23 события триггера Б.

На рис.7 представлен двумерный график импульсов положительно и отрицательно заряженных частиц. Черными квадратами показаны события, прошедшие все три критерия отбора. Явно выделяется группа событий в районе 1,25 ГэВ/с от реакции Понтекорво (1).

3.2. Определение эффективности регистрации и выходов реакции

Для определения вероятности реакции (1) были введены следующие поправки:

- ϵ_{geom} — коррекция на геометрический аксептанс установки. Она определена по Монте-Карло с учетом размытия пучка и реальной точности детекторов;

- ϵ_{trig} — эффективность триггера. Она определена на основе просмотра событий, полученных в минимальном триггере. Просмотр событий проводился с помощью программы, показывающей на дисплее компьютера пространственное расположение треков события и сработавших счетчиков TOF. Оказалось, что в 3% случаев трек, прошедший через счетчик внутреннего слоя TOF, не вызвал его срабатывания;

- ϵ_{track} — коррекция на укорачивание трека (см. раздел 3.1), которая определялась на основе просмотра событий, набранных с тем или иным триггером;

- ϵ_r — эффективность программы реконструкции; она также определялась путем просмотра данных с минимальным триггером;

- ϵ_f — коррекция на эффективный объем. Для триггера А, в котором использовалась большая 30 см мишень, эта коррекция определялась в предположении, что радиус эффективного объема составляет 5 см.

- ϵ_{MC} — эффективность регистрации, показывающая, какая часть полезных событий реакции (1) проходит через критерии отбора, используемые при идентификации (включая критерии качества треков). Эта коррекция определялась моделированием событий от реакции (1) по Монте-Карло. Разыгрывание проводилось с учетом реальных эффективностей детекторов, смоделированные события реконструировались той же программой обработки, что и реальные данные. Представление о степени адекватности Монте-Карло можно получить из рис.8, на котором приведено импульсное распределение для коллинеарных событий. Сплошной линией показан фит экспериментальных данных двумя гауссианами, соответствующими импульсному распределению событий от

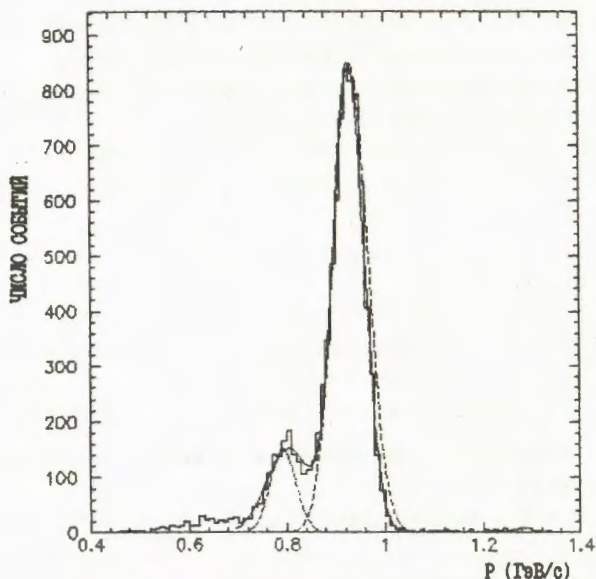


Рис.8. Импульсное распределение для коллинеарных событий. Сплошной линией показан фит двумя гауссианами, которые соответствуют импульсным распределениям событий от реакций (8) и (9). Пунктирной линией показан результат моделирования этих реакций по Монте-Карло с учетом реального разрешения детекторов

реакций (8) и (9). Пунктиром обозначены результаты симулирования этих реакций по Монте-Карло.

Вероятность реакции (1) определялась по формуле

$$BR = N / E N_m, \quad (10)$$

где E — общая эффективность

$$E = \varepsilon_r \varepsilon_{track} \varepsilon_{trig} \varepsilon_f \varepsilon_{MC} \varepsilon_{geom},$$

N — число событий реакции Понтекорво (1), N_m — полное число аннигиляций в газе мишени. Некоторая доля антипротонов могла аннигилировать в тонком (100 мкм) входном сцинтилляционном счетчике и во входном окне мишени, которое сделано из майлара толщиной 23 мкм. Было оценено, что доля таких антипротонов составляет (0,5–0,8) % от N_m .

Численные значения коэффициентов, используемых в (10), приведены в табл.1.

Таблица 1. Определение вероятности реакции Понтекорво.
 E — полная эффективность регистрации реакции

	Триггер А $\bar{p}d-\pi^-p$	Триггер Б $\bar{p}d-\pi^-p$
$N(\Phi)$	54	23
ϵ_{MC}	0,74	0,57
ϵ_{track}	0,84	0,84
ϵ_{geom}	0,008	0,011
ϵ_{trig}	0,97	0,97
ϵ_r	0,81	0,89
ϵ_f	0,975	1,0
E	0,00380	0,00464

Подставляя числа из табл.1 в (10), получаем

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p) = (1,19 \pm 0,16) \cdot 10^{-5} \text{ для триггера А;}$$

$$= (1,23 \pm 0,26) \cdot 10^{-5} \text{ для триггера Б.}$$

Взвешенное среднее этих двух значений равно

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p) = (1,20 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}. \quad (11)$$

3.3. Анализ фоновых процессов

Для реакции Понтекорво (1) имеются следующие фоновые процессы с двумя заряженными частицами с большими импульсами:

$$\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \bar{p} + d &\rightarrow \rho^- + p \\ &\rightarrow \pi^- + \pi^0. \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \bar{p} + d &\rightarrow M^- + p \\ &\rightarrow \pi^- + \pi^0. \end{aligned} \quad (13)$$

В предыдущих экспериментах [3—5] по изучению реакции Понтекорво (1) в качестве фона рассматривалась только реакция (8). Два π -мезона, которые образуются в этой реакции, имеют импульсное распределение в районе $p_\pi = 0,928$ ГэВ/с, размытое за счет ферми-движе-

ния. Однако ферми-движение не может приводить к увеличению импульсов одновременно у обоих мезонов, оно не может «забросить» сразу два импульса в район 1,2 ГэВ/с, характерный для реакции Понтекорво. Интервал в 300 МэВ/с между типичными импульсами в реакциях (1) и (8) слишком велик также в сравнении с нашим импульсным разрешением, которое составляет 3,5% в области 1 ГэВ/с. Поэтому примесь событий реакции (8) мала. Симулирование по Монте-Карло показывает, что для имеющейся статистики событий реакции (8) (порядка нескольких тысяч) ни одно из событий не проходит через критерии отбора 1)–3), которые были использованы для отбора реакций Понтекорво.

Наш анализ показал, что основным фоном для реакции (1) являются процессы (12)–(13), которые представляют собой тоже двухчастичную аннигиляцию типа реакций Понтекорво. Реакция (12) есть рождение одного ρ -мезона, что запрещено в аннигиляции на свободном нуклоне. Протон в этой реакции должен иметь импульс около 1,116 ГэВ/с, который «размазывается» из-за конечной ширины ρ . Это размытие не очень большое и характеризуется $\sigma \approx 40$ МэВ/с.

В реакции (13) образуются два π -мезона с эффективной массой $M_{\pi\pi}$ в районе $2m_\pi < M_{\pi\pi} < m_\rho$. Такой процесс также невозможен при

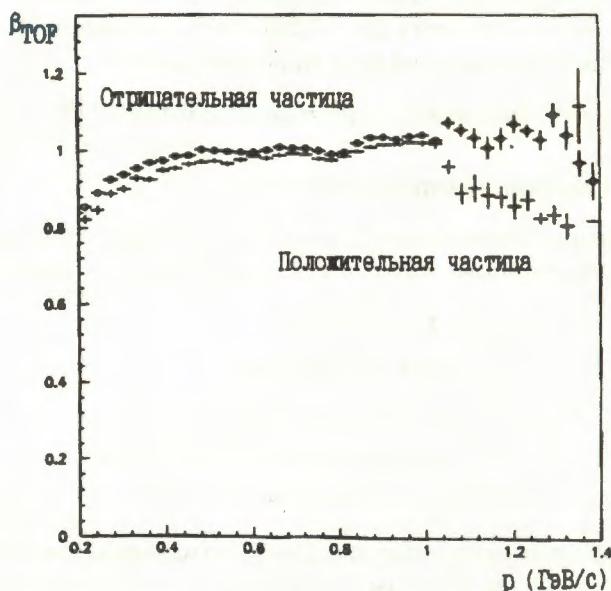


Рис.9. Скорость β для положительных и отрицательных частиц, зарегистрированных в триггере А как функция их импульса

аннигиляции на свободном нуклоне. На диаграмме рис. 1г показано, как могла бы происходить эта реакция. В начале могли образоваться три π -мезона, один из которых поглотился бы на одном нуклоне дейтерия. Максимальный импульс протона от реакции (13) составляет 1,233 ГэВ/с (что соответствует $M_{\pi\pi} = 2m_{\pi}$), т.е. находится в непосредственной близости от значения 1,246 ГэВ/с для протона от реакции (1).

Обе реакции (12) и (13) до сих пор не наблюдались, и их изучение представляет самостоятельный интерес.

На рис.9 показано распределение скорости β у положительных и отрицательных частиц, зарегистрированных в триггере А, для разных импульсов. Видно, что вплоть до значений импульса $p \approx 1$ ГэВ/с распределения для положительных и отрицательных частиц практически совпадают и лежат в интервале $\beta = 0,9-1$. Это показывает, что в основном эти частицы — положительные и отрицательные π -мезоны. Однако распределение для $p > 1$ ГэВ/с сильно меняется, скорость у положительных частиц уменьшается до значений $\beta \approx 0,8$, что соответствует скорости, которую при таких импульсах должны иметь протоны. Однако не все эти протоны должны идти из реакции Понтекорво (1), а только некоторая часть.

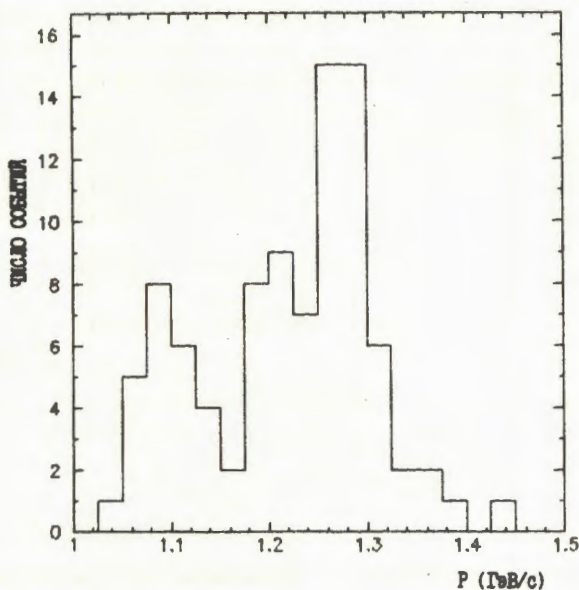


Рис.10. Импульсное распределение положительных частиц, прошедших критерии 1) и 2)

На рис.10 представлено импульсное распределение положительно заряженных частиц, которые прошли критерии отбора 1) — 2) (см. раздел 3.1). Эти критерии отбрасывают события реакции (8) с π -мезонами и оставляют события с протонами, требуя, чтобы скорость у положительных частиц была $\beta^+ < 0,9$. Кроме пика от реакции Понтекорво $\pi^- p$ при 1,24 ГэВ/с видна некоторая структура при 1,1 ГэВ/с, т.е. там, где ожидаются протоны от реакции (12). Однако поскольку наш триггер был настроен на отбор коллинеарных событий, он не был оптимальным для регистрации реакции (12). На рис.11 показано распределение по эффективной массе пионной системы для событий, которые удовлетворяют критериям 1) — 2), но не проходят критерий 3), то есть такие события, которые идут не от реакции Понтекорво (1), но имеют протон с большим импульсом. Можно видеть, что в районе массы ρ -мезона имеется некоторое взволнение, однако этот пик может быть расценен только как указание на регистрацию событий от реакции (12).

Если предположить, тем не менее, что в самом деле эти события принадлежат реакции аннигиляции в $\rho^- p$, то можно оценить вероят-

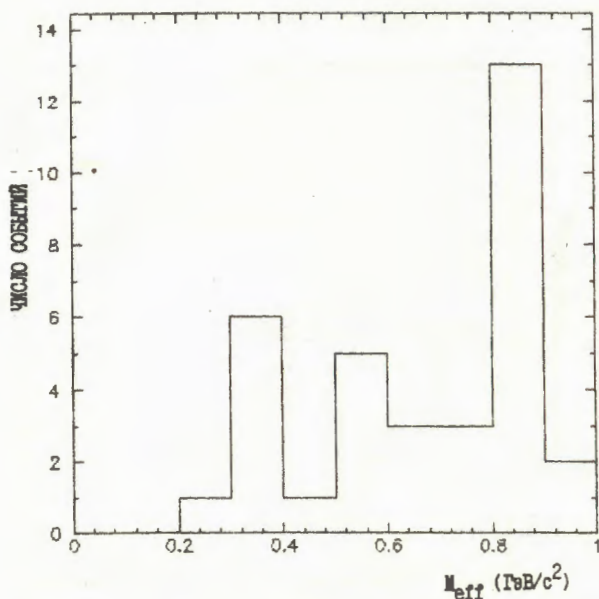


Рис.11. Распределение по эффективной массе для частиц, прошедших критерии 1) и 2), но не удовлетворяющих критерию 3), т.е. для событий, которые не принадлежат реакции (1), но имеют протоны с большими импульсами

ность такого процесса. Предполагалось, что 15 событий принадлежат реакции (12). Геометрическая эффективность регистрации $\rho^- p$ в 4 раза хуже, чем реакции (1), и составляет $\varepsilon_{\text{geom.}} = 0,002$ (это было оценено по Монте-Карло). Коррекция на выборку хороших событий и поправка на используемые критерии отбора, вычисленная по смоделированным событиям, составила $\varepsilon_{\text{MC}} = 0,74$. Остальные коррекции имели те же значения, что приведены в табл.1 для триггера А. В результате был получен следующий выход:

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p) = (2,25 \pm 0,58) \cdot 10^{-5}. \quad (14)$$

Мы рассматриваем это значение не как твердо установленную величину, но как некую оценку, которая может быть полезна при определении фона к реакции Понтекорво (1). В самом деле, из-за похожей кинематики, события реакции $\rho^- p$ могут быть перепутаны с $\pi^- p$. Симулирование по Монте-Карло реакции (12) показывает, что в 37% случаев события от этой реакции могут проходить критерии отбора 1)–3) для процесса (1). Зная это и принимая во внимание оценку вероятности фоновой реакции (12), полученную выше (см. (14)), можно сказать, что в нашей выборке из 54 событий для триггера А может находиться 9 событий, которые на самом деле принадлежат каналу $\rho^- p$.

Чтобы учесть примесь от событий реакции (13), мы моделировали эту реакцию с учетом как ферми-движения нейтрона в дейтроне, так и перерассеяния пионов на протоне в конечном состоянии. Предполагалось, что при больших импульсах распределение протонов следует больцмановскому с параметрами, определенными в эксперименте коллаборации ASTERIX [5].

$$dN/dp = A (p^2/E) \exp(-E/E_0). \quad (15)$$

Здесь A — нормировочная константа, а E_0 — параметр «температуры»: $E_0 = 98$ МэВ.

Считалось, что такая параметризация справедлива для протонов с импульсом до 1 ГэВ/с. Реакция (13) была разыграна по Монте-Карло для протонов с импульсами $p > 0,8$ ГэВ/с. Только одно событие из 1595, удовлетворяющих условиям триггера, прошло через критерии 1–3 для реакции Понтекорво (1). Зная общий поток антипротонов через установку, вероятность реакции (13) — $(0,74 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$ [16], долю протонов с $p > 0,8$ ГэВ/с (11%) и эффективности регистрации аппаратуры, можно определить, что 2 события из реакции (13) могут примешаться к нашей выборке событий реакции Понтекорво.

В итоге наша оценка фона от реакций (12)—(13) показала, что около 11 событий из 54 для реакции (1) могут быть за счет фоновых процессов. Однако наша процедура оценки фона должна быть воспринята только как первое приближение, поскольку мы не знаем некоторых важных характеристик для правильного определения фона. Так, например, в случае реакции $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$, из-за трудностей в выделении этого процесса, главная неопределенность состоит в знании вероятности данной реакции. Для моды $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ не измерен импульсный спектр протонов при $p > 1$ ГэВ/с и, строго говоря, не ясно, насколько можно доверять параметризации (15). Она была сделана для данных по аннигиляции $\bar{p} + d \rightarrow 3\pi + p_S$, а мы применяем ее для аннигиляции в 2π , импульсный спектр которой должен падать сильнее. По этим причинам мы решили не вычитать 11 событий, но рассматривать их как меру систематической ошибки при определении вероятности реакции (1). За счет этой систематической ошибки вероятность (1) может быть завышена на 11,3%.

4. Обсуждение результатов

В таблице 2 мы приводим сравнение наших результатов с предсказаниями различных теоретических моделей, а также с данными других экспериментов.

Таблица 2. Вероятность реакции Понтекорво $W(\bar{p}d \rightarrow \pi^- p)$ для аннигиляции покоящихся антипротонов. Сравнение с теорией и данными других экспериментов

Теория	$W(\bar{p}d \rightarrow \pi^- p)$
[7]	$2,7 \cdot 10^{-6} - 5,7 \cdot 10^{-6}$
[8]	$3,4 \cdot 10^{-6} - 3,8 \cdot 10^{-5}$
[9]	$8,5 \cdot 10^{-6} - 3,1 \cdot 10^{-5}$
[10]	$3,0 \cdot 10^{-5}$
Эксперимент:	$W(\bar{p}d \rightarrow \pi^- p) = (0,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$ [3] $= (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$ [4] $= (1,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$ [5] $= (1,20 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}$ — эта работа

Видно, что наш результат согласуется с предыдущими измерениями, проведенными в пузырьковой камере [3] и коллаборацией ASTERIX [5]. Но наша статистика больше, чем 6 событий, найденных в [3], и 3 события из [5]. Наше значение для вероятности (1) в два раза меньше того, что было измерено в эксперименте PS-183 [4]. Однако в эксперименте [4] реакция Понтекорво (1) искалась по измерениям инклюзивного спектра пионов (либо протонов) на совпадение с любой частицей, вылетающей в противоположном направлении (требовалось, чтобы угол между двумя частицами был больше, чем 175°). Некоторый кластер из 40 событий в районе 1,25 ГэВ/с был найден в пионном спектре, и около 40 событий было обнаружено в протонном спектре. После чего авторы суммировали число событий в обоих спектрах и нашли, что для 80 событий вероятность реакции (1) есть: $W(\pi^- p) = (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$.

На самом деле, справедливость такого суммирования довольно сомнительна. Особенно в импульсном спектре протонов можно ожидать значительной примеси от реакций $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$ и $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$, что обсуждалось в разделе 3.3. Поскольку вероятность реакции $\bar{p} p$ может быть в два раза больше, чем $\pi^- p$ (см. (14)), то завышение вероятности (1) при такой процедуре вполне возможно.

Результаты различных теоретических расчетов вероятности реакции Понтекорво (1) показаны в табл.2. Видно, что есть большой разброс между предсказаниями разных моделей. Причина состоит в сильной зависимости результата от поведения дейтронной волновой функции при больших импульсах, от выбранных величин MNN-формфакторов, а также от внутренних неопределенностей различных моделей. Так, даже в рамках одной и той же модели [9] можно получить вероятности (1), отличающиеся в два раза за счет использования парижского или боннского потенциалов. Тем не менее оказывается, что в моделях перерассеяния [7,9], учитывающих некоторые диаграммы рис.1, получается довольно малое значение (на уровне нескольких единиц 10^{-6}) вероятности (1). Это может быть расценено как указание на то, что другие механизмы (как, например, изображенные на диаграмме рис.2) вносят существенный вклад. Однако корректное теоретическое рассмотрение реакций Понтекорво находится в самом начале. В этом смысле, для ликвидации многочисленных теоретических неопределенностей, изучение различных реакций Понтекорво типа $\bar{p} + d \rightarrow M + N$ представляется очень важным.

Первый шаг в анализе реакций Понтекорво с тяжелыми мезонами $\bar{p} + d \rightarrow M + N$ был сделан в работе [15], в которой рассмотрены процессы с η^- , η'^- , ρ^- , ω^- , Φ^- , a_2^- , f_2^- и AX -мезонами в конечном состоянии (см. также [17]). В промежуточном состоянии учитывалось поглощение π^- , ρ^- и ω -мезонов (см. диаграмму рис.16). Одно из предсказаний [15] состоит в том, что вероятность реакции $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$ должна быть в два раза больше, чем $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$. К такому же выводу приводят результаты расчетов [17]. Это совпадает с нашей экспериментальной оценкой вероятности канала $\rho^- p$ (14).

5. Выводы

Представлены результаты нового измерения вероятности реакции $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$ для аннигиляции покоящихся антипротонов. Найдено 77 событий данной реакции в разных конфигурациях триггера, что соответствует вероятности

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p) = (1,20 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}.$$

Получено первое указание на наблюдение реакции Понтекорво $\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p$. Найдено 15 событий, которые могут принадлежать данной реакции. Это соответствует вероятности

$$W(\bar{p} + d \rightarrow \rho^- + p) = (2,25 \pm 0,58) \cdot 10^{-5}.$$

Мы рассматриваем это значение не как твердо установленную величину, но как некую оценку, которая может быть полезна при определении фона к реакции Понтекорво (1).

Дальнейшее изучение реакций Понтекорво очень важно как для целей мезонной спектроскопии, так и для изучения высокоимпульсной компоненты ядерной волновой функции, где ненуклонные степени свободы должны играть большую роль.

Авторы выражают большую признательность Б.М.Понтекорво за постановку проблемы. Мы благодарим А.Б.Кайдалова, Л.А.Кондратюка, А.Е.Кудрявцева и Д.Е.Харзеева за интересные обсуждения и эксплуатационный персонал LEAR за их усилия по обеспечению высококачественных пучков антипротонов.

Литература

1. OBELIX Proposal, CERN/PSCC/86-4, Geneva, 1986.
2. Pontecorvo B.M. — ZhETP, 30, 1956, p.947.
3. Bizzarri R. et al. — Lett. Nuov. Cim., 2, 1969, p.431.
4. Smith G.A. — In.: Proc. The Elementary Structure of Matter Workshop, Les Houches, 1987, p.219.
5. Riedelberger G. et al. — Phys. Rev., 1989, v.C40, p.2717.
6. Peters K. — Proc. NAN-91 Conference, Moscow, 1991; Yad. Fiz., 1992, v.55, p.1429.
7. Kondratyuk L.A., Sapozhnikov M.G. — Phys. Lett., B220, 1989, p.333.
8. Oset E., Hernandez E. — Nucl. Phys., 1989, A494, p.533.
9. Kudryavtsev E.A., Tarasov V.I. — Yad. Fiz., 1992, v.55, p.960.
10. Cugnon J., Vandermeulen J. — Phys. Rev., 1989, C39, p.181.
11. Kajdalov A.B. — Yad. Fiz., 1991, v.53, p.1410.
12. Falomkin I.V., Nichitiu F., Piragino G. — Lett. Nuov. Cim., 1983, 38, p.211.
13. Guaraldo C., Kondratyuk L. — Phys. Lett., 1991, v.B256, p.6.
14. Kharzeev D.E., Nichitiu F., Sapozhnikov M.G. — Preprint JINR, E2-92-64, Dubna, 1992; Proc. NAN-91 Conference, Moscow, 1991; Yad. Fiz., 1992, v.55, p.1358. 15.
15. Kondratyuk L.A., Sapozhnikov M.G. — In: Proc. Workshop «Mesons and Light Nuclei V», Prague, 1—6 Sept., 1991. Few Body System, Suppl.5, 1991, p.201.
16. Smith G.A. — Proc. The Elementary Structure of Matter Workshop, Les Houches, 1987. Preprint PSU/HEP 87—05.
17. Kudryavtsev E.A., Tarasov V.I. — Preprint ITEP N61, Moscow, 1992.

Рукопись поступила 10 февраля 1993 года.

FINE STRUCTURE IN COLD FISSION MASS DISTRIBUTION OF $^{249}\text{Cf}(n_{th}, f)$ REACTION

Yu.V.Pyatkov*, R.A.Shekhmametiev*, A.I.Slyusarenko*

The first results on cold fission for $^{249}\text{Cf}(n_{th}, f)$ reaction are presented. The fine structure in cold fission mass distributions for $^{249}\text{Cf}(n_{th}, f)$ drastically differs from the cold fission data for $^{252}\text{Cf}(s, f)$ reaction. This fact is explained within the framework of the suggested cluster concept of the multivalley fission model.

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

Тонкая структура массовых распределений продуктов холодной фрагментации $^{249}\text{Cf}(n_{th}, f)$

Ю.В.Пятков*, Р.А.Шехмамиев*, А.И.Слюсаренко*

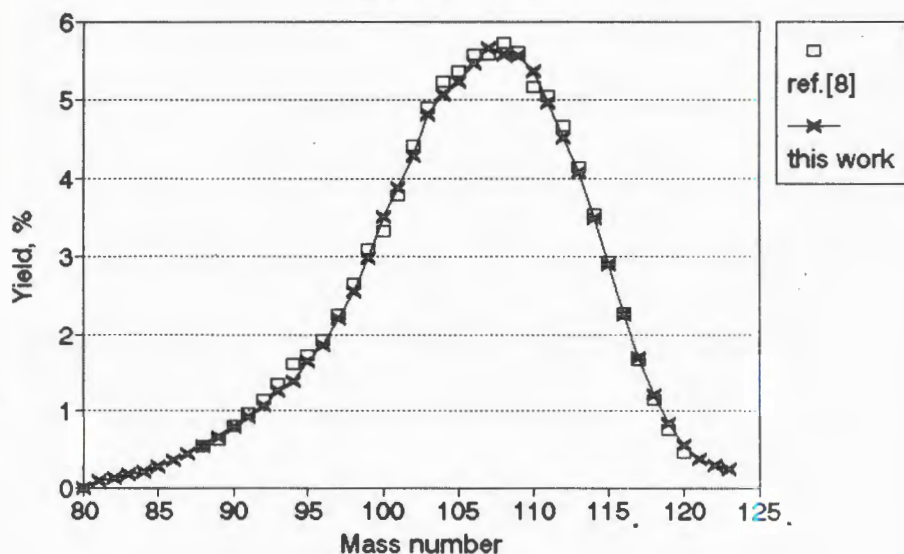
Представлены впервые полученные результаты по холодному делению в реакции $^{249}\text{Cf}(n_{th}, f)$. Тонкая структура массовых распределений в холодной области для реакций $^{249}\text{Cf}(n_{th}, f)$ и $^{252}\text{Cf}(s, f)$ существенно различна. Этот факт обсуждается в рамках кластерной концепции многодолинной модели деления.

* Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Understanding of the fact, that it is not possible to describe the process of fission making conclusions only from gross structures, maybe, is one of the main results of low energy fission investigation of the last years. This conclusion, to a great extent, based on the calculations and experiments, which demonstrate the multivalley character of the potential-energy landscape and fine structures in mass distributions of «cold» fission fragments. «Cold» fission is a rare fission mode, fission fragments being born with extremely low intrinsic excitation energy. Cold fission is related to the boundary parts of the phase-space [1], to the beginning and ending of the fission process [2,3]. That is why cold fission data are the necessary and rigid test for energy fission model. For nearly ten years of cold fission investigation a great amount of data was collected on its dependence on fissility, excitation energy, etc.

* Moscow Engineering Physics Institute

Fission fragment mass yield $^{249}\text{Cf} + n(\text{th})$



$^{249}\text{Cf} + n(\text{th})$ fission mass yields for $E(\text{FF}) = 121 \text{ MeV}$

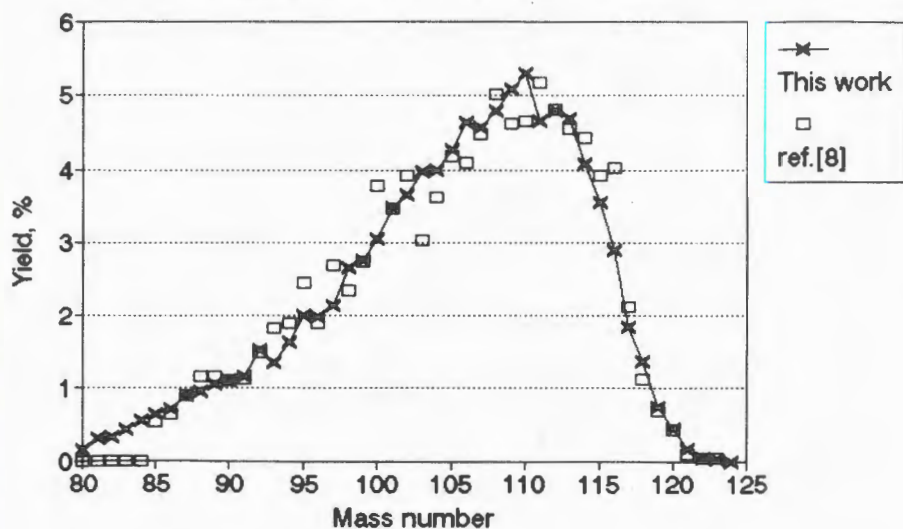


Fig.1

The comparison of spontaneous vs induced fission for one and the same system can considerably enlarge the experimental data base. The deformation of the compound at the starting point of the descent is varied in this case. This parameter influence on cold fission is not studied yet.

One possible pair for such investigation can be $^{249}\text{Cf}(n_{th},f)$ and $^{250}\text{Cf}(s,f)$ reactions. Results on cold fission for the first system are presented here.

The measurements were performed on the time-of-flight spectrometer of unslowed fission products [4] at the research MEPHI reactor. The energy measurement was made with a gas ionization chamber [5]. The energy calibration procedure was described in [6]. It is based on the well-known Schmitt parameterization for energy-amplitude-mass dependence. Coefficients for the formula were obtained as a result of the fitting procedure of the experimental $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ mass distribution to the tabulated one. The Californium target was produced by electrodepositing ^{249}Cf onto the stainless steel backing, the target thickness was about $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. The overall statistics collected in the experiment is $6 \cdot 10^6$ events. The integral mass yield distribution of fission fragments (FF) as well as the mass distributions of FF with fixed kinetic energies are in good agreement with the previous results [7,8] (fig.1).

The greater statistics, obtained in our experiment, gives the possibility of studying mass yields in the energy region with clearly observed fine structure (fig.2.). The increased yield near the mass split 115/135 is clearly visible in all distributions for fixed kinetic energies $E = 124 - 128$ MeV where fine structure is observed.

The fine structure in cold fission mass distributions for $^{249}\text{Cf}(n_{th},f)$ drastically differs from the cold fission data for $^{252}\text{Cf}(s,f)$ [9], used because of the data absence for $^{250}\text{Cf}(s,f)$.

Mass distributions of the $^{250}\text{Cf}(s,f)$ reaction for energy bins of the total kinetic energy $\text{TKE} = (\bar{Q} - 5)$ MeV and $\text{TKE} = (\bar{Q} - 7)$ MeV, where $\bar{Q}$ is the average energy release for every mass split, are presented in fig.3. The value $\bar{Q}$ was obtained in ref. [9] by linear interpolation of the Q_{max} dependence vs mass. Our data for $^{249}\text{Cf}(n_{th},f)$ reaction, presented in fig.3, were obtained for energy bins (fig.3a) $\text{TKE} = (\bar{Q} - 5)$ MeV and (fig.3b) $\text{TKE} = (\bar{Q} - 7)$ MeV bearing in mind negligible between Q_{max} and $\bar{Q}$ values.

249Cf+n(th) fission cold fragmentation mass yields

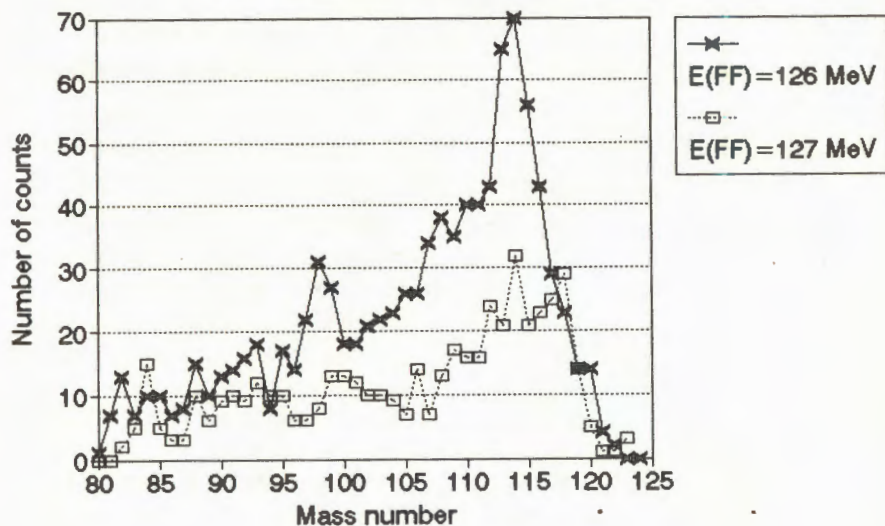


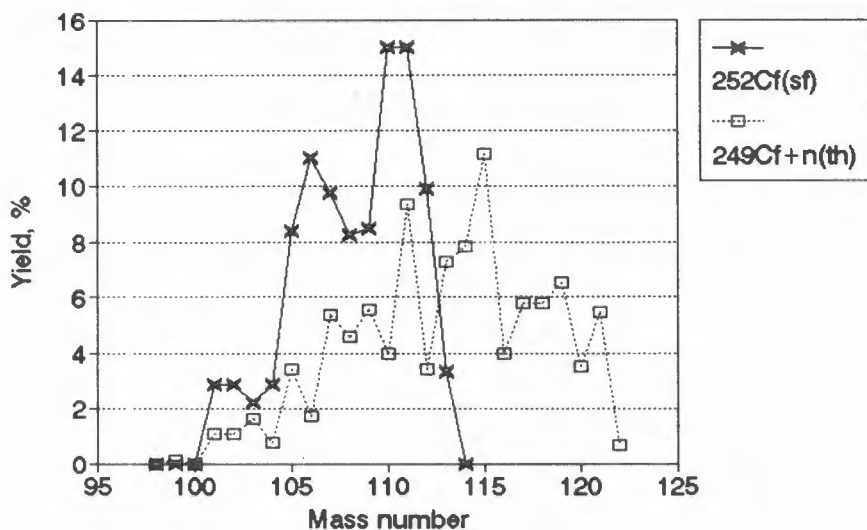
Fig.2

Presented in Fig.3 spectra comparison gives the following. In both mass distributions for $^{250}\text{Cf}^*$ and ^{252}Cf reactions the yield of FF with neutron number close to the deformed shell $N=88$ is visible, just as in the $^{229}\text{Th}(n_{th},f)$ reaction [10,11].

As it was mentioned by authors [10,11] it is difficult to explain the presence of the deformed shell $N=88$ ($\beta=0.65$) in cold fission because of the necessity for both fragments to be formed in their ground state, as it follows from the energy balance of the reaction. One more peculiarity is the difference in FF yields in the mass region 132—138 amu. In the $^{252}\text{Cf}(s,f)$ reaction yields associated with the spheric shell $N=82$ are suppressed to a great extent.

It seems that all these facts can be explained within the framework of the suggested cluster concept of the multivalley fission model [12]. This model suggests the following dynamics of the fission process. In the process of the irreversible elongation of the compound, at the elongation equal to the sum of diameters of $^{129}_{50}\text{Sn}$ and $^{84}_{34}\text{Se}$ nuclei with certain probability clusterization can take place. This point can be considered as the bifurcation

Spontaneous vs.induced fission
cold fragmentation yields Q-5 MeV bar



Spontaneous vs.induced fission
cold fragmentation yields Q-7 MeV bar

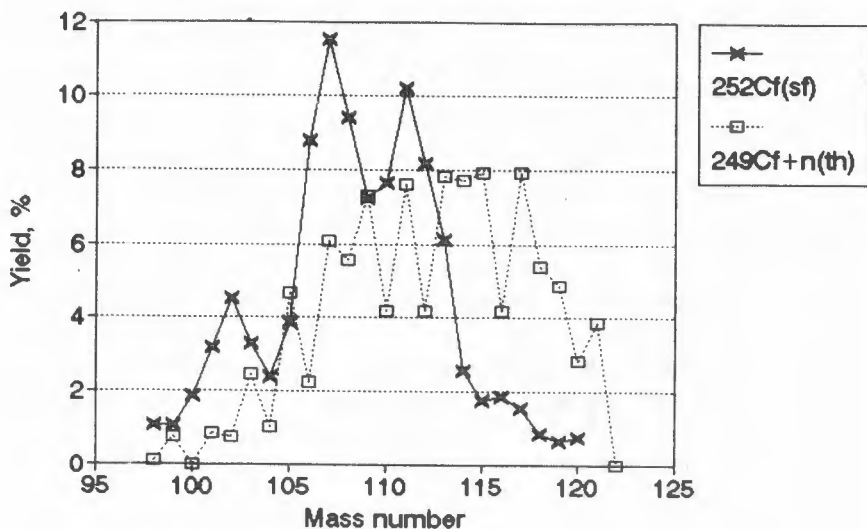


Fig.3

point and the valley can be called as Sn-valley. The free remaining nucleons, equivalent to $^{37}_{14}\text{Si}$ (for $^{250}\text{Cf}^*$ -reaction), form the neck between two big clusters. If clusterization does not take place, the elongation of ^{250}Cf compound, described by the shell-model wave function, continues. Then during the following elongation the clusterization with $^{142}_{54}\text{Xe}$ as one of the by-clusters becomes possible, or, in other words, bifurcation to the Xe-valley, and so on. In the case of Sn- and Se-clusterization, nucleons equivalent to $^{37}_{14}\text{Si}$ do not form it until big clusters are distanced enough to make appearance of Si cluster between them possible from the energy and geometrical factors. Up to this moment 14 protons and 23 neutrons form a kind of a plasma consisting of light He-clusters, pairs, etc.

The cold compact fragmentation is realized only in Sn-valley as a subbarrier tunneling to the divided fragments valley. In this case cold fragments are two big spherical clusters surrounded by light ones from plasma. This cold fission mechanism will always produce fragments with small deformation.

The fragments with $A = 142$ a.m.u., observed in cold fission, are born in their ground state and connected with Sn-valley. The suppression of mass yields around mass 134 a.m.u. in cold fission of $^{252}\text{Cf}(s,f)$ is explained by more suitable elongation of the compound at the exit point from the barrier to form deformed in their ground state fragments 111/141 a.m.u., so the affection of cold fission probability by the spectroscopic factor being observed.

In this paper we present only preliminary results on the ^{250}Cf fission measurements. Elaborated conclusions can be made only after direct $^{249}\text{Cf}(n_{th},f)$ and $^{250}\text{Cf}(s,f)$ reactions comparison, the experiment with $^{250}\text{Cf}(s,f)$ now being in progress.

Acknowledgment

We would like to thank B.Pustyl'nik, Yu.Muzychka and A.Rusanov for stimulating discussions and interest towards this work.

This work has been funded by Russian Federation Ministry of Science, High Education and Technical Policy, under the grant number 2-62-3-15.

References

1. Marten H. — Proceedings of the Int. Workshop on Dynamical Aspects of Nuclear Fission. Smolenice, CSFR, 1991, p.32.

2. Gönnewein F., Kaufmann J., Maleenkopf W. et al. — Ibid.p10.
3. Berger J.F., Girod M., Gorny D. — Nucl. Phys., 1984, A428, p.23C.
4. Alexandrov A.A., Alexandrova I.A., Ermolenko A.V. et. al. — Nucl. Instr. and Meth., 1991, A303, p.323.
5. Podshibyakin S., Pyatkov Yu., Slyusarenko A. et. al.— Experimental Methods in Applied and Fundamental Nuclear Physics, Moscow, 1991, p.19.
6. Alexandrov A.A., Alexandrova I.A., Podshibyakin S.L. et. al. — Nucl. Instr. and Meth., 1991, A302, p.478.
7. Djebara M., Asghar M., Bocquet J.P. et. al. — Nucl. Phys., 1988, A496, p.346.
8. Aker E. — Dissertation. Karlsruhe. 1987.
9. Knitter H.H., Hamsch F.-J., Budz-Jorgensen C. — Nucl. Phys., 1992, 536, N 2, p.221.
10. Boucheneb N., Geltenbort P., Asghar M. et. al. — Nucl. Phys., 1989, A502, p.261.
11. Asghar M., Gaitucoli F., Leroux B. et. al. — Nucl. Phys. 1982, A373, p.225.
12. Pyatkov Yu.V., Shekhmametiev R.A., Slyusarenko A.I., Taranenko A.V. — Proceedings of the Int. Conf. on Nuclear Structure and Nuclear Reactions at Low and Intermediate Energies. Dubna, 1991, in press.

Received on March 4, 1993.

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МЕТАЛЛА ПРИ НУЛЕВОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В СЛУЧАЕ, КОГДА ЕДИНСТВЕННЫМ КАНАЛОМ РАССЕЯНИЯ ЯВЛЯЕТСЯ ИСПУСКАНИЕ ФОНОНОВ

П.Г.Акишин, И.В.Амирханов, Л.А.Максимов,
Д.В.Павлов, И.В.Пузынин

Математическая модель, описывающая металл при нулевой температуре в случае, когда единственным каналом рассеяния является испускание фононов, сводится к нелинейному интегро-дифференциальному уравнению со сдвинутым аргументом. Дискретизация проведена на основе метода сплайн-аппроксимации. Возникающее нелинейное дискретизованное уравнение решается методом простой итерации. Результаты численного моделирования согласуются с экспериментальными.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

The Voltage-Current Dependence of Metal when Temperature is Zero and Single Channel of Scattering is Phonon Emittance

P.G.Akishin et al.

A mathematical model describing voltage-current dependence of metal when temperature is zero and single channel of scattering is phonon emittance is suggested. It is reduced to solution of nonlinear integro-differential equation with argument shift. A discretization is realized by spline approximation. A discrete nonlinear equation is solved by simple iteration method. Numerical results are in good agreement with the measurement data.

The Investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

1. Введение

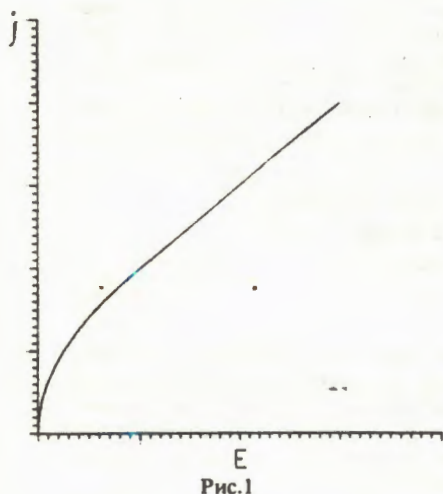
В 1982 г. Ю.Богод и др. [1] экспериментально показали, что электропроводность висмута при гелиевой температуре ($T = 4.2 \text{ K}$) имеет ярко выраженный нелинейный характер (рис.1).

Так же, как и в аналогичном эффекте Есаки (которому посвящен обзор [2]), эта нелинейность обусловлена тем, что при низких температурах единственным возможным каналом рассеяния электронов является генерация колебаний решетки — фононов.

Этот эффект имеет важное научное и прикладное значение [2], поэтому представляется необходимым построение количественной теории эффекта, изложению которой посвящена настоящая работа.

2. Вывод кинетического уравнения

С качественной точки зрения вольт-амперная характеристика (рис.1) объясняется следующим образом. Пока электрический ток $j = env_d$ (e — заряд, n — плотность электронов) достаточно мал, средняя скорость направленного движения электронов (дрейфовая скорость v_d) тоже мала по сравнению со скоростью звука и генерация звука (U) запрещена законами сохранения импульса и энергии.



Поэтому в отсутствии примесей, пока $j < j_C = enU$, ток движется без сопротивления, начальный участок вольт-амперной характеристики теоретически должен быть строго вертикальным, а реально в эксперименте [1] (рис.1) имеет крутой наклон из-за остаточного сопротивления. Когда же $j > j_C$, начинается генерация звука (спонтанное испускание фононов) подобно тому, как возникает ударная волна при сверхзвуковом движении самолета. Это приводит к резкому увеличению электросопротивления и наклона вольт-ампер-

ной характеристики, как показано на рис.1. Чтобы количественно объяснить этот эффект, следует решить кинетические уравнения для одночастичной функции распределения электронов. В «интеграле столкновений» этого уравнения должны быть учтены два конкурирующих процесса.

Первый процесс называется «уходом». Это перескок электрона из заполненного состояния с импульсом $\vec{p}$ в любое пустое состояние с импульсом $\vec{p}'$ благодаря испусканию фонона с импульсом $\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$ ($W(q)$ — вероятность испускания в единицу времени):

$$I_{\text{уход}} = \int \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3} W(q) f(p) [1 - f(p')] \delta(\epsilon_p - \epsilon_{p'} - \hbar \omega_q). \quad (2.1)$$

Второй процесс называется «приходом». Это перескок электрона из любого заполненного состояния $\vec{p}'$ в заданное пустое состояние $\vec{p}$ благодаря испусканию фонона с импульсом $-\vec{q}$:

$$I_{\text{приход}} = \int \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3} W(q) f(p') [1 - f(p)] \delta(\epsilon_{p'} - \epsilon_p - \hbar \omega_q). \quad (2.2)$$

В левой части кинетического уравнения записываются члены, которые описывают изменения числа электронов $f(\vec{p}, \vec{r})$ в данной точке фазового пространства $(\vec{p}, \vec{r})$ из-за пространственного перемещения электронов $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla} f)$ и из-за ускорения электронов во внешнем электрическом поле $(e \cdot \vec{E} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}})$. В задаче определения стационарного распределения электронов в постоянном и однородном внешнем поле остается только второй член, так что кинетическое уравнение имеет вид (принято $E \parallel z$):

$$E \frac{\partial f}{\partial p_z} = -I_{\text{уход}} + I_{\text{приход}}. \quad (2.3)$$

Для количественного решения этого уравнения необходимо конкретизировать спектры электронов и фононов, а также зависимость вероятности столкновений от переданного импульса q . Мы примем в данной работе изотропную модель металла со звуковым спектром:

$$\epsilon_p = p^2/2m, \quad \hbar \omega_q = Uq, \quad W = (q/2p_F) W_0, \quad \epsilon_F = p_F^2/2m \gg U p_F. \quad (2.4)$$

Учтем, что электроны в металле есть вырожденный ферми-газ. В сферической системе координат ($p_z = p \cos \theta$)

$$\frac{\partial f}{\partial p_z} = \frac{\partial f}{\partial \epsilon_p} \frac{p}{m} \cos \theta + \frac{\partial f}{\partial \cos \theta} \frac{1}{p} \equiv \frac{\partial f}{\partial \epsilon_p} v_F \cos \theta. \quad (2.5)$$

Для электронов металла почти везде $f = 1$ или $f = 0$, кроме узкого слоя вблизи поверхности Ферми, где зависимость функции распределения от энергии намного сильнее, чем зависимость от направления. По этой же причине можно написать

$$\frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3} = v_F d\epsilon_p d\theta/4\pi, \quad v_F = m p_F/2\pi^2 \hbar^3.$$

В результате после интегрирования по энергии $\epsilon_{p'}$ (для удобства опускаем индекс p' , то есть $\epsilon_{p'} \rightarrow \epsilon'$) кинетическое уравнение принимает окончательный вид:

$$\begin{aligned}
& -E \cos \theta \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = \\
& = \frac{1}{4\pi} \left\{ f(\varepsilon, \cos \theta) \int d\varphi \int d \cos \theta' q(\cos \theta, \cos \theta', \varphi) [1 - f(\varepsilon - q, \cos \theta')] - \right. \\
& \quad \left. - [1 - f(\varepsilon, \cos \theta)] \int d\varphi d \cos \theta' q(\cos \theta, \cos \theta', \varphi) f(\varepsilon + q, \cos \theta') \right\}, \quad (2.6)
\end{aligned}$$

где

$$q = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \cos \theta \cos \theta' - \sin \theta \sin \theta' \cos \varphi},$$

а параметр E пропорционален напряженности электрического поля в проводнике.

3. Дискретизация основных уравнений и метод решения

Обозначив $\cos \theta$ через x , перепишем исходное уравнение (2.6) в следующем виде:

$$\frac{\partial f(\varepsilon, x)}{\partial \varepsilon} + S(\varepsilon, x) f(\varepsilon, x) = R(\varepsilon, x), \quad (3.1)$$

где

$$\begin{aligned}
S(\varepsilon, x) &= \frac{1}{4\pi x E} \int_{-1}^1 dx' \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi q(x, x', \varphi) [1 - f(\varepsilon - q(x, x', \varphi), x') + \\
&\quad + f(\varepsilon + q(x, x', \varphi), x')] , \\
R(\varepsilon, x) &= \frac{1}{4\pi x E} \int_{-1}^1 dx' \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi q(x, x', \varphi) f(\varepsilon + q(x, x', \varphi), x') , \\
q(x, x', \varphi) &= \sqrt{\frac{1}{2} (1 - xx' - \sqrt{1 - x^2} \sqrt{1 - x'^2} \cos \varphi)} . \quad (3.2)
\end{aligned}$$

Граничные условия для $f(\varepsilon, x)$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
\lim_{\varepsilon \rightarrow -\infty} f(\varepsilon, x) &= 1, \\
\lim_{\varepsilon \rightarrow +\infty} f(\varepsilon, x) &= 0. \quad (3.3)
\end{aligned}$$

Известно асимптотическое поведение производных $\frac{\partial f(\varepsilon, x)}{\partial \varepsilon}$ на бесконечности:

$$\begin{aligned}
\lim_{\varepsilon \rightarrow -\infty} \frac{\partial f(\varepsilon, x)}{\partial \varepsilon} &= 0, \\
\lim_{\varepsilon \rightarrow +\infty} \frac{\partial f(\varepsilon, x)}{\partial \varepsilon} &= 0. \quad (3.4)
\end{aligned}$$

Для дискретизации уравнений (3.1)–(3.4) выберем область изменения переменной $\varepsilon [-\varepsilon_{\max}; \varepsilon_{\max}]$ и набор узлов $\{\varepsilon_k, k=\overline{1, N}\}$, причем $\varepsilon_1 = -\varepsilon_{\max}$, $\varepsilon_N = \varepsilon_{\max}$. Интегралы по x' в (3.2) заменим квадратурами по конечному набору узлов $\{x_l, l=\overline{1, M}\}$:

$$S(\varepsilon, x) = \sum_{l=1}^M W_l \frac{1}{4\pi x E} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi q(x, x_1', \varphi) \times \\ \times \left[1 - f(\varepsilon - q(x, x_1', \varphi), x_1') + f(\varepsilon + q(x, x_1', \varphi), x_1') \right], \\ R(\varepsilon, x) = \sum_{l=1}^M W_l \frac{1}{4\pi x E} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi q(x, x_1', \varphi) f(\varepsilon + q(x, x_1', \varphi), x_1'). \quad (3.5)$$

Обозначим $f_{kl} = f(\varepsilon_k, x_l)$, $k=\overline{1, N}$, $l=\overline{1, M}$. Для восполнения $f(\varepsilon, x)$ в области изменения переменной ε построим кубический сплайн $\hat{f}(\varepsilon, x)$ в узлах $\{\varepsilon_k\}$. Ввиду того, что кубический сплайн имеет две степени свободы, определим $\hat{f}(\varepsilon, x)$ условиями на производную на концах интервала $[-\varepsilon_{\max}; \varepsilon_{\max}]$:

$$\frac{\partial \hat{f}(\varepsilon, x)}{\partial \varepsilon} = 0 \text{ при } \varepsilon = \varepsilon_1, \\ \frac{\partial \hat{f}(\varepsilon, x)}{\partial \varepsilon} = 0 \text{ при } \varepsilon = \varepsilon_N. \quad (3.6)$$

Заменяя интегрирование по φ в (3.5) квадратурами, определяем значения $S(\varepsilon, x)$, $R(\varepsilon, x)$ в узлах двумерной сетки $\{\varepsilon_k, x_l\}$ по значениям функции $f(\varepsilon, x)$ в этом же наборе узлов, используя введенный ранее кубический сплайн $\hat{f}(\varepsilon, x)$. Тогда из (3.1) получаем

$$\frac{\partial f_{kl}}{\partial \varepsilon} + S_{kl} f_{kl} = R_{kl}, \quad (3.7)$$

где

$$\frac{\partial f_{kl}}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial f(\varepsilon_k, x_l)}{\partial \varepsilon}, \quad S_{kl} = S(\varepsilon_k, x_l), \quad R_{kl} = R(\varepsilon_k, x_l).$$

Для решения уравнения (3.7) относительно f_{kl} используется следующий итерационный процесс. Обозначим значение функции $f(\varepsilon, x)$ в узлах сетки $\{\varepsilon_k, x_l\}$ на i -й итерации через $f_{kl}^{(i)}$. По $f_{kl}^{(i)}$ вычисляются ин-

тегралы $S_{kl}^{(i)}$, $R_{kl}^{(i)}$. Из (3.7) получаем соотношение на производную и функцию для $(i+1)$ -й итерации:

$$\frac{\partial f_{kl}^{(i+1)}}{\partial \varepsilon} + S_{kl}^{(i)} f_{kl}^{(i+1)} = R_{kl}^{(i)}, \quad k = \overline{1, N}, \quad l = \overline{1, M}. \quad (3.8)$$

Соотношение (3.3), аппроксимированное в следующем виде:

$$\begin{aligned} f_{kl} &= 1 \quad \text{при } k = 1, \\ f_{kl} &= 0 \quad \text{при } k = N, \end{aligned}$$

и уравнение (3.8) позволяют однозначно построить кубический сплайн $(i+1)$ -го приближения.

Итерационный процесс заканчивается, когда невязка уравнения (3.7) становится меньше наперед заданного числа δ . В качестве начального приближения для итерационного процесса бралась функция

$$f^{(0)}(\varepsilon, x) = \frac{1}{e^{\varepsilon - \frac{1}{2}x} + 1}.$$

4. Результаты численного моделирования

На рис.2—5 приведены функции, рассчитанные при различных значениях параметра E на равномерной сетке по переменной ε .

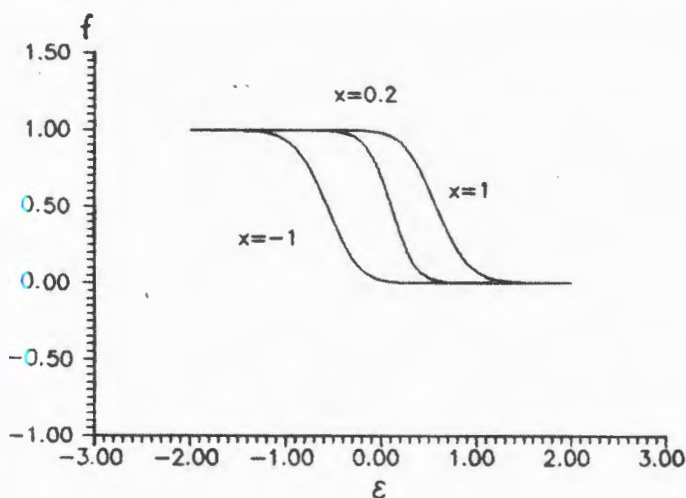


Рис.2. $E = 0,1$

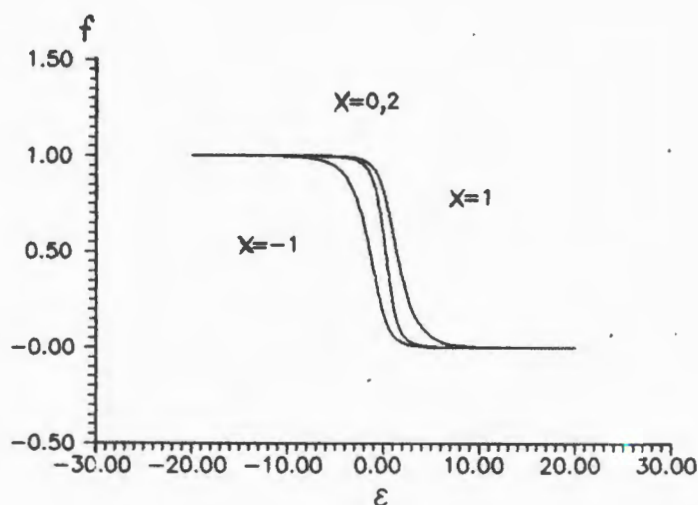


Рис.3. $E = 1$

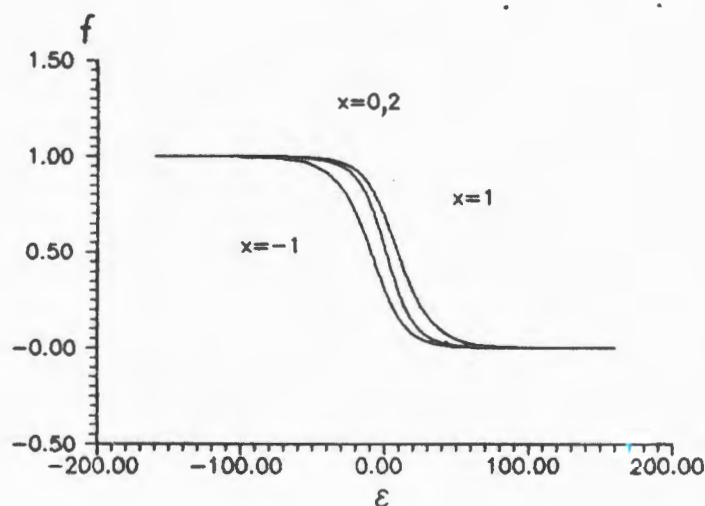


Рис.4. $E = 8$

Расчеты проводились на РС АТ-386. Время расчета одного варианта для размерности задачи $N = 101$, $M = 21$ составляло 10 — 15 мин.

В таблице 1 приведено сравнение вычисленных функций в зависимости от шага разбиения на равномерной сетке. Анализируя результаты

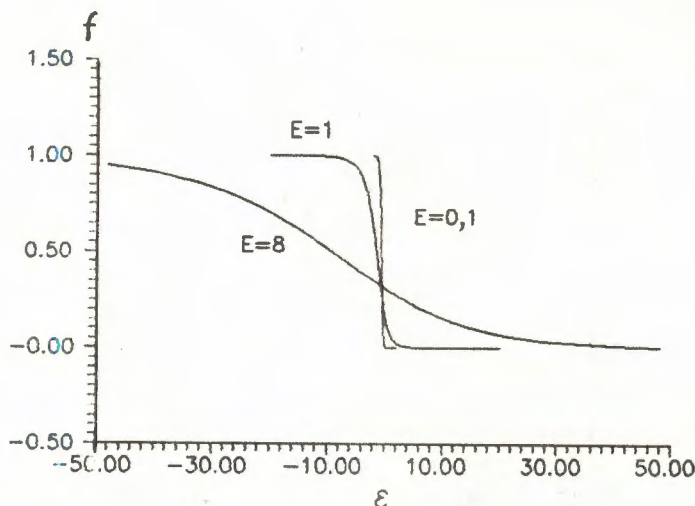


Рис.5. $x = -1$

Таблица 1. Значения функции $f(\varepsilon, x)$ и тока j в зависимости от шага сетки

по переменной ε . $\sigma = \frac{f_h - f_{h/2}}{f_{h/2} - f_{h/4}} f(\varepsilon, x), j(E)$ при $x = 1, E = 1$

	$h = 0,8$	$h/2$	$h/4$	σ
$\varepsilon = -8$	0,999147	0,997200	0,998609	3,8468
$\varepsilon = -4$	0,988170	0,984128	0,983141	4,0952
$\varepsilon = 0$	0,782367	0,753937	0,747165	4,2129
$\varepsilon = 4$	0,125817	0,142192	0,146341	3,9467
$\varepsilon = 8$	1,20209E-02	1,42375E-02	1,48589E-02	3,5671
j	0,564651	0,532269	0,524170	3,9983

расчетов, можно сделать вывод о наличии сходимости 2-го порядка для сеточного решения.

Для увеличения скорости сходимости итерационного процесса использовались неравномерные сетки по переменной ε со сгущением узлов в области сильного изменения функции.

В физических приложениях большой интерес вызывают значения наведенного тока j в проводнике:

$$j = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon x f(\varepsilon, x). \quad (4.1)$$

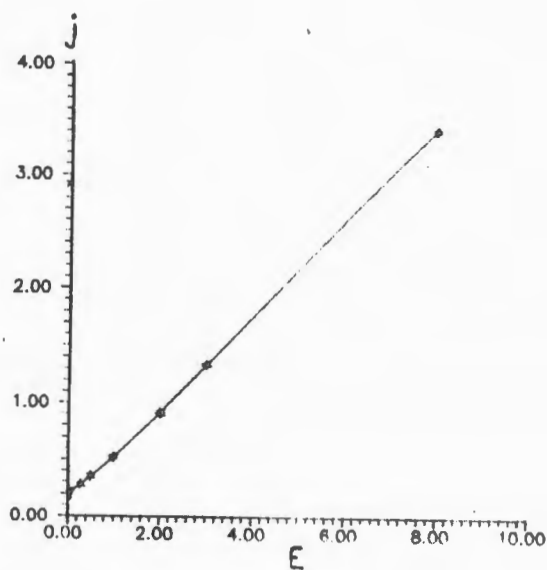


Рис.6

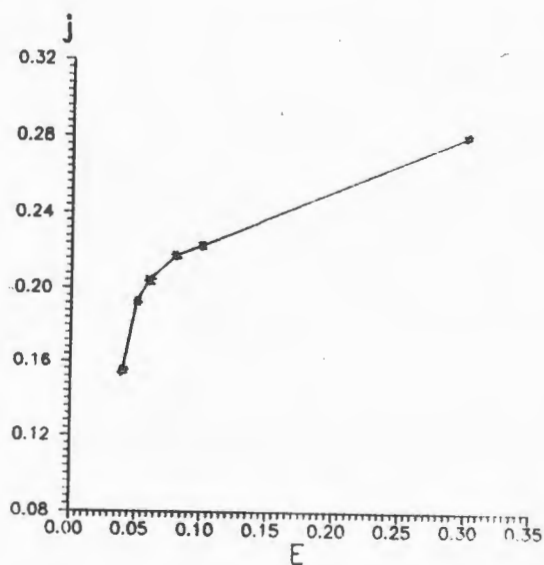


Рис.7

Используя условия (3.3) — (3.4), проинтегрировав n раз по частям по переменной ε , получаем для тока j следующее выражение:

$$j = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon x \frac{\varepsilon^n}{n!} \frac{\partial^n f(\varepsilon, x)}{\partial \varepsilon^n}. \quad (4.2)$$

В результате решения нелинейной задачи по завершении итерационного процесса мы знаем как значения функции $f(\varepsilon, x)$, так и значения вторых производных. Поэтому для вычисления тока j использовалась формула (4.2) при $n=2$.

На рис.6,7 приведены графики зависимости тока j от напряженности электрического поля E .

5. Выводы

Таким образом, численное решение кинетического уравнения (3.1) — (3.2) показывает, что, в отличие от решения этого уравнения в приближении времени релаксации [2], вид функции распределения f сложным образом зависит от величины электрического поля. Рис.2—4 демонстрируют, что ширина функции f зависит не только от величины поля E (рис.5), но и от направления импульса электрона. Это особенно наглядно иллюстрируют рис.8,9, где мы видим, что поверхность Ферми

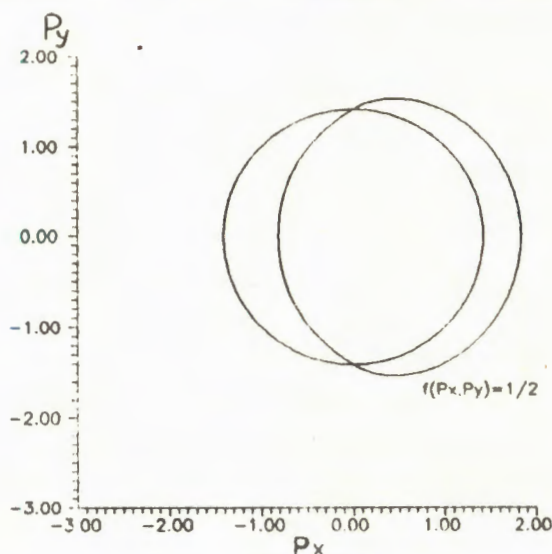


Рис.8. $E = 0,2$

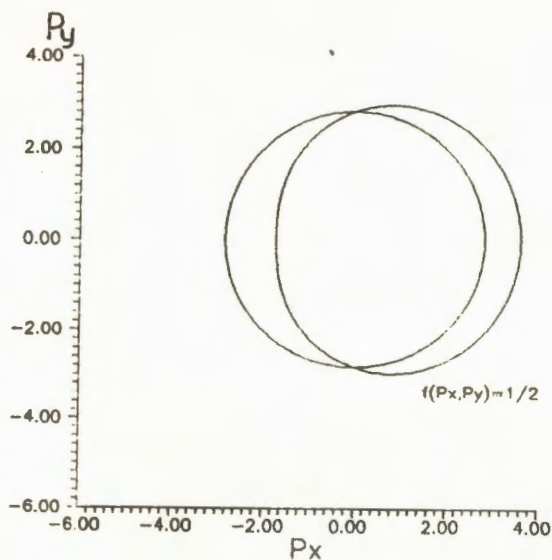


Рис.9. $E = 2$

состояния с током $f(p_x, p_y) = \frac{1}{2}$ сильно зависит от $\cos \theta$. Напомним, что в приближении времени релаксации эта поверхность имеет вид сферы, сдвинутой в направлении электрического поля.

На рис.6,7 представлены результаты расчета вольт-амперной характеристики. Мы видим, что при больших полях ток линейно растет с увеличением поля в соответствии с законом Ома, но при малых полях ($E < 0,1$ в безразмерных единицах) обнаруживается резкая нелинейность. К сожалению, при $E < 0,01$ возникают численные неустойчивости при вычислении наведенного тока, и мы не смогли получить корневой зависимости $j \sim \sqrt{E}$, которая следует из аналитических оценок. Заметим, что формула (4.1) описывает часть тока, наведенного полем. Полный ток, который следует сравнивать с экспериментом, есть $j_{\text{tot}} = env_d + j$.

Литература

1. Богод Ю.А. и др. — Физика низких температур, 1982, т.8, № 1, с.107—110.
2. Богод Ю.А. — Физика низких температур, 1982, т.8, № 8, с.787—829.

Рукопись поступила 25 ноября 1992 года.