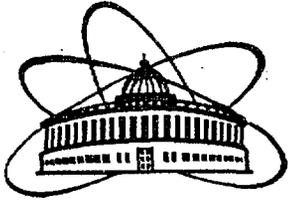




XJ00A0124



ПИСЬМА В ЭЧАЯ

**PARTICLES AND NUCLEI,
LETTERS**

1[98]-2000

- The DELPHI Experiment at LEP
- Теория тяготения с точки зрения
геометрии Лобачевского
- On the Fermi-Surface Dynamics of Rotating Nuclei
- Группы симметрии углеродных нанотрубок
- Изготовление больших образцов аэрогеля
диоксида кремния в 37-литровом автоклаве
и исследование его оптических свойств
- Preliminary Radiation Resource Results
on Scintillating Fibers
- Многофазный алгоритм для прямого преобразования
время-код с высокой разрешающей способностью
- Разработка и создание аналоговой
электроники считывания для системы
дрейфовых камер установки NADES

Издательский отдел ОИЯИ ДУБНА

JINR Publishing Department DUBNA

31 / 45

(M)

**Please be aware that all of the Missing Pages in this document were
originally blank pages**

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

А. М. Балдин — председатель
А. Н. Сисакян — зам.председателя
Д. В. Ширков — зам.председателя
С. Г. Стеценко — ученый секретарь

В. А. Бедняков
А. А. Бельков
В. А. Бiryukov
С. Дубничка
В. И. Журавлев
И. Звара
П. И. Зарубин
П. С. Исаев
И. Натканец
Е. Б. Плеханов
А. Г. Попеко
В. В. Сиколенко
Т. А. Стриж
Г. Н. Тимошенко

— члены совета

EDITORIAL BOARD

A. M. Baldin — Chairman
A. N. Sissakian — Vice-Chairman
D. V. Shirkov — Vice-Chairman
S. G. Stetsenko — Scientific Secretary

V. A. Bednyakov
A. A. Belkov
V. A. Biryukov
S. Dubnicka
V. I. Zhuravlev
I. Zvara
P. I. Zarubin
P. S. Isaev
I. Natkaniec
E. B. Plekhanov
A. G. Popeko
V. V. Sikolenko
T. A. Strizh
G. N. Timoshenko

— Members of the Board

**Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research**

1[98]-2000

**ПИСЬМА О ФИЗИКЕ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
И АТОМНОГО ЯДРА**

**PHYSICS OF PARTICLES
AND NUCLEI, LETTERS**

Дубна 2000

В журнале «*Письма о физике элементарных частиц и атомного ядра*», кратко — «*Письма в ЭЧАЯ*», публикуются статьи, содержащие результаты оригинальных теоретических, экспериментальных, научно-технических, методических и прикладных исследований. Содержание публикуемых статей определяется тематикой научных исследований в ОИЯИ: теоретическая физика, физика элементарных частиц, релятивистская ядерная физика, физика атомного ядра и связанные вопросы общей физики, нейтронная физика, физика конденсированных сред, физика низких температур и криогенная техника, физика и техника ускорителей, методика физического эксперимента, компьютерные технологии в физике, прикладные работы по всем перечисленным разделам физики, включая радиобиологию, экологию и ядерную медицину.

Журнал зарегистрирован в Министерстве Российской Федерации по делам печати, телерадиовещания и средств массовых коммуникаций. Издателем журнала является Объединенный институт ядерных исследований. Журнал выходит шесть раз в год.

The journal *PHYSICS of PARTICLES and NUCLEI, LETTER*, brief name *PARTICLES and NUCLEI, LETTERS*, publishes the articles with results of the original theoretical, experimental, scientific-technical, methodical and applied research. Subject-matter of articles covers the principal fields of research at JINR: theoretical physics, elementary particle physics, relativistic nuclear physics, nuclear physics and related problems in other branches of physics, neutron physics, condensed matter physics, physics and technique at low temperature, physics and technique of accelerators, physical experimental instruments and methods, physical computer experiments, applied research in these branches of physics and radiology, ecology and nuclear medicine.

The journal is registered in the Ministry of the Russian Federation for Press and is published bimonthly by the Joint Institute for Nuclear Research.

References to the articles of the *PARTICLES and NUCLEI, LETTERS* should contain:

- names and initials of authors,
- title of journal,
- year of publication,
- publication index,
- page number.

For example:

Alexeev G.D. — *Part. and Nucl., Lett.*, 2000, No.1[98]-2000, p.5.

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

| | |
|---|----|
| G.D.Alexeev, D.Yu.Bardin, M.S.Bilenky, I.R.Boyko, G.A.Chelkov, L.V.Kalinovskaia, B.A.Khomenko, N.N.Khovanski, O.M.Kouznetsov, Z.V.Krumstein, V.L.Malyshev, M.Yu.Nikolenko, A.G.Olchevski, V.N.Pozdniakov, N.E.Pukhaeva, A.B.Sadovsky, Yu.V.Sedykh, A.N.Sissakian, O.G.Smirnova, L.G.Tkatchev, I.A.Tyapkin, L.S.Vertogradov, A.S.Vodopyanov, N.I.Zimin, A.I.Zintchenko The DELPHI Experiment at LEP | |
| Г.Д.Алексеев, Д.Ю.Бардин, М.С.Биленький, И.Р.Бойко, Г.А.Шелков, Л.В.Калиновская, Б.А.Хоменко, Н.Н.Хованский, О.М.Кузнецов, З.В.Крумштейн, В.Л.Мальшев, М.Ю.Николенко, А.Г.Ольшевский, В.Н.Поздняков, Н.Е.Пухова, А.Б.Садовский, Ю.В.Седых, А.Н.Сисакян, О.Г.Смирнова, Л.Г.Ткачев, И.А.Тяпкин, Л.С.Вертоградов, А.С.Водопьянов, Н.И.Зимин, А.И.Зинченко Эксперимент DELPHI на LEP | 5 |
| Н.А.Черников Теория тяготения с точки зрения геометрии Лобачевского N.A.Chernikov The Theory of Gravity from the Viewpoint of Lobachevsky Geometry | 23 |
| V.G.Kartavenko, I.N.Mikhailov, T.I.Mikhailova, P.Quentin On the Fermi-Surface Dynamics of Rotating Nuclei В.Г.Картавенко, И.Н.Михайлов, Т.И.Михайлова, Ф.Кантен О динамике ферми-поверхности вращающихся атомных ядер | 39 |
| В.Л.Аксенов, Ю.А.Осипьян, В.С.Шахматов Группы симметрии углеродных нанотрубок V.L.Aksenov, Yu.A.Ossipyann, V.S.Shakhmatov Symmetry Groups of Carbon Nanotubes | 44 |
| Ю.К.Акимов, В.П.Зрелов, А.С.Моисеенко, А.И.Пузынин, С.В.Филин, А.И.Филиппов, А.П.Фурсов, Ю.Н.Харжеев, А.И.Чурин, К.Есенак, Л.Кухта, Я.Ружичка, В.Файнор Изготовление больших образцов азрогеля диоксида кремния в 37-литровом автоклаве и исследование его оптических свойств | |

| | |
|--|-----------|
| Yu.K.Akimov, V.P.Zrelov, A.S.Moiseenko, A.I.Puzynin, S.V.Filin, A.I.Filippov, A.P.Fursov, Yu.N.Kharzhev, A.I.Churin, K.Esenak, L.Kuchta, J.Ruzhitchka, V.Fajnor Production of Large Samples of the Silica Dioxide Aerogel in the 37-Litre Autoclave and Test of Its Optical Properties | 48 |
| L.N.Zaitsev, V.A.Krasnov Preliminary Radiation Resource Results on Scintillating Fibers Л.Н.Зайцев, В.А.Краснов Предварительные результаты радиационного ресурса сцинтилляционных фибр | 58 |
| И.Р.Русанов, И.Х.Атанасов Многофазный алгоритм для прямого преобразования время–код с высокой разрешающей способностью I.R.Rusanov, I.H.Atanassov A New Algorithm for the Direct Transformation Method of Time to Digital with the High Time Resolution | 64 |
| Э.Бадюра, Ю.В.Заневский, С.П.Черненко Разработка и создание аналоговой электроники считывания для системы дрейфовых камер установки HADES E.Badura, Yu.V.Zanevsky, S.P.Chernenko Development and Design of Analogue Read-Out Electronics for HADES Drift Chamber System | 73 |
| Указатель статей к сборникам «Краткие сообщения ОИЯИ» 1[93]—5,6[97], 1999. | 78 |
| JINR Rapid Communications 1[93]—5,6[97], 1999. Contents | 82 |
| Именной указатель к сборникам «Краткие сообщения ОИЯИ» 1[93]—5,6[97], 1999. | 86 |
| Author Index, 1999. | 90 |



УДК 539.12

THE DELPHI EXPERIMENT AT LEP

***G.D.Alexeev, D.Yu.Bardin, M.S.Bilenky, I.R.Boyko, G.A.Chelkov,
L.V.Kalinovskaia, B.A.Khomenko, N.N.Khovanski, O.M.Kouznetsov,
Z.V.Krumstein, V.L.Malyshev, M.Yu.Nikolenko, A.G.Olchevski*,
V.N.Pozdniakov, N.E.Pukhaeva, A.B.Sadovsky, Y.V.Sedykh,
A.N.Sissakian, O.G.Smirnova, L.G.Tkatchev, I.A.Tyapkin,
L.S.Vertogradov, A.S.Vodopyanov, N.I.Zimin, A.I.Zintchenko***

This paper summarizes the current status of the DELPHI experiment, which is operating at the Large Electron Positron (LEP) Collider at CERN. The results from running at the energies around the Z resonance (LEP1) are based on the full available data, while the results obtained at higher energies (LEP2) are based on the data collected up to 1998. The analysis of the data collected at highest centre-of-mass energies (above 200 GeV) is still in progress and new results are expected. In this paper we present briefly some of the most important DELPHI results paying a special attention to the contribution of JINR group to the detector construction and data analysis.

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

Эксперимент DELPHI на LEP

Г.Д.Алексеев и др.

В настоящей работе обсуждаются результаты, полученные на установке DELPHI, которая работает на большом электрон-позитронном коллайдере (LEP) в ЦЕРН. Для определения физических параметров при энергии в области Z -резонанса (LEP1) использовался весь имеющийся в распоряжении коллаборации набор данных, тогда как определение этих параметров при больших энергиях (LEP2) опирается на данные, полученные при еще больших значениях энергии (более 200 ГэВ), на их основе предполагается получить новые интересные результаты. В данной работе в краткой форме представлены только некоторые наиболее важные результаты эксперимента DELPHI, при этом особое внимание уделяется вкладу дубненской группы в создание детектора и анализ данных.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

*Leader from JINR

INTRODUCTION

DELPHI is a general-purpose detector (Fig. 1) for physics at LEP on and above the Z^0 , offering three-dimensional information on track curvature and particle energy deposition with fine spatial granularity as well as identification of leptons and hadrons over most of the solid angle. Detailed description of the detector and its performance can be found elsewhere [1].

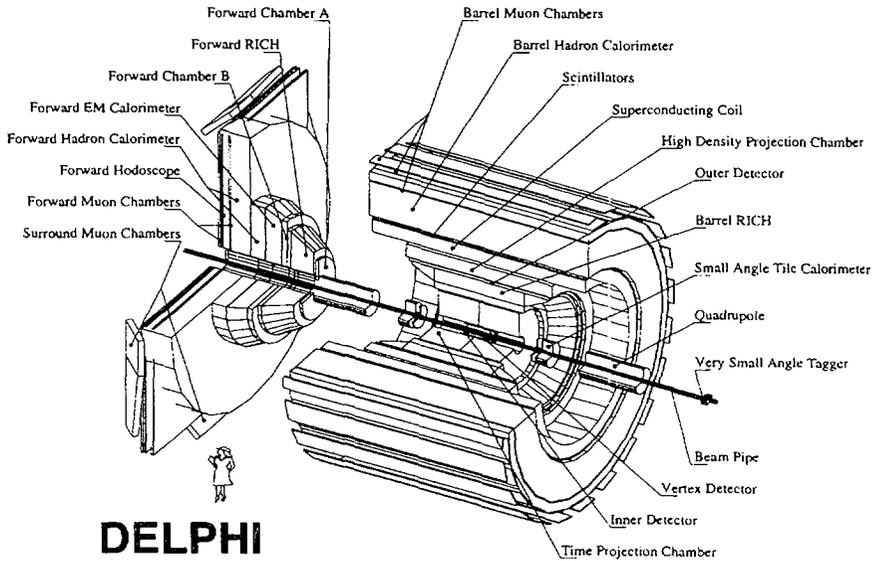


Fig. 1. The DELPHI detector at LEP

Since the startup of LEP in 1989, the luminosity of the collider was constantly increased from year to year so that the design parameters of the machine were exceeded. LEP has been operating at the energies around the Z resonance up to the year 1995 inclusively and, by that time, the DELPHI experiment collected statistics of about $4.5 \cdot 10^6$ Z -boson decays. This large statistics and high quality of the data allowed DELPHI to obtain a number of important results in electroweak theory, QCD, searches for new particles, b -quark physics and many others.

Since 1995 LEP is gradually increasing its energy and in 1998 about 200 pb^{-1} of integrated luminosity were delivered at 189 GeV, the energy, that is well above the threshold of W -pair production. In total, by the year 2000, LEP will provide about 500 pb^{-1} of integrated luminosity at the energies close to 200 GeV. This is giving new excellent possibilities in searching for new particles (in particular Higgs boson) and continuing the tests of electroweak theory, QCD, two-photon and other physics at a new level of precision.

One of the well known distinguished LEP results is the precise measurement of the Z -boson mass and total width, which became possible due to very precise calibration of the collision energy, high luminosity of the collider and excellent performance of detectors. With the LEP data, it became possible to obtain the information related to Z decays into invisible

channels and to measure the number of light neutrino species: $N_\nu = 2.994 \pm 0.011$. For the first time the presence of electroweak fermionic and bosonic corrections has been proven [2].

The new level of confidence in the Standard Model has been achieved when the top quark was discovered at Fermilab with the mass almost exactly predicted by the LEP data. Today, using the full list of electroweak measurements, including direct measurement of the top-quark mass, one can put constraints on the mass of the Higgs boson. The result of such analysis, which was performed by the LEP ElectroWeak Working Group, is shown in Fig. 2. The minimum of χ^2 corresponds to the mass of the Higgs boson: $M_H = 76_{-47}^{+85}$ GeV [2].

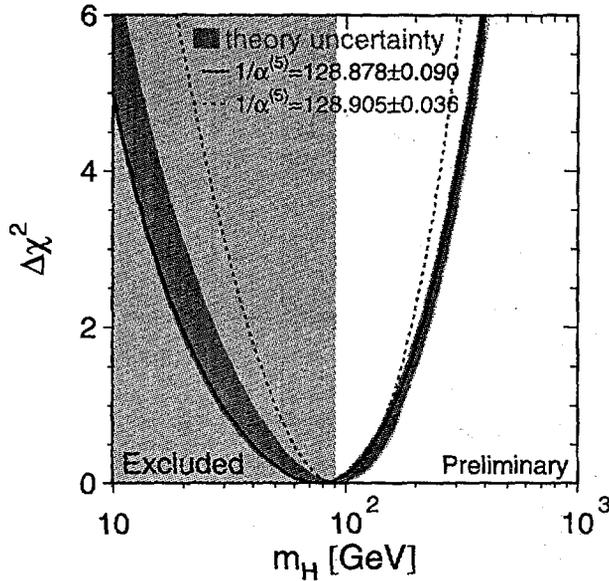


Fig. 2. Indirect measurement of the Higgs boson at LEP

While electroweak measurements provide indirect constraints on the mass of the Higgs boson, direct searches performed at LEP pushed the lower limit of the Standard-Model Higgs boson mass. As is typical in searches, the statistics at the highest possible collider energy is more important and, at present, the best limit $M_H > 94.1$ GeV was obtained from the preliminary analysis of the 1998 DELPHI data collected at 189 GeV [3].

In Fig. 3 it is shown that the interpretation of these high-energy data together with the theoretical constraints in the Supersymmetric extension of the Standard Model for the first time started to exclude completely the region of small $\tan\beta$ [3].

The subject of QCD studies at LEP deserves special attention. Different analyses in this area profit from high statistics of events with hadronic final state and well-understood performance of the detectors. From the analysis of 4-jet hadronic events DELPHI has proved one of the basic QCD features — the gluon self-coupling — and measured the number of gluons, which exist in nature: $N_g = 8 \pm 2$ [4].

Using the data taken by DELPHI at different LEP energies the evolution of different QCD parameters has been studied. In particular, the value of the b -quark mass at the M_Z

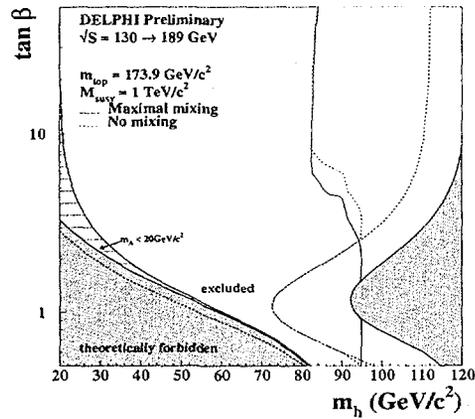
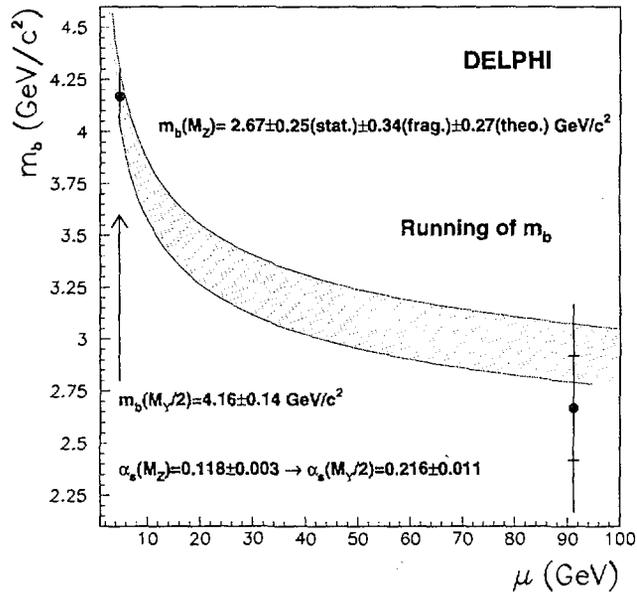


Fig. 3. Exclusion limits of SUSY parameters

Fig. 4. DELPHI measurement of running m_b

scale $m_b(M_Z) = 2.67 \pm 0.50 \text{ GeV}/c^2$ was determined, which agrees with the QCD prediction of having a running b -quark mass. This result is demonstrated in Fig. 4. The study also verified the flavour independence of the strong coupling constant for b and light quarks within 1% accuracy [5].

By now, DELPHI results from running at Z resonance and at LEP200 are summarized in about 200 papers and it is impossible to give here even a brief description of all of them. In

the following we, therefore, will restrict ourselves to the main results, where the contribution from the Dubna group members was essential. The description starts with the hardware contribution and continues with the results of the data analyses.

PERFORMANCE OF THE HCAL AND SMC

In this section we briefly overview the performance of two DELPHI subdetectors, the Hadron CALorimeter (HCAL) and the Surround Muon Chambers (SMC), which were constructed and operated with a significant contribution of the Dubna group.

The iron return yoke of the DELPHI magnet is instrumented with plastic streamer tube (PST) detectors to create a sampling gas calorimeter, the HCAL. The pad readout system for the measurement of energy deposition was operating since the very beginning of DELPHI experiment.

In addition, in 1995–1996 a system to read out the cathodes of individual tubes (CRO) was implemented. The CRO system is independent of pad readout and improves the granularity in ϕ by a factor of 3 and in R by a factor of 5. The combination of two readout systems provides better π/μ separation, improved detection of neutral particles, enhanced discrimination between neighboring showers and more precise hadron energy measurement.

Yet another system — readout of the anodes of tubes (ARO) — used for timing (resolution about 20 ns) and triggering purposes was commissioned in 1997/1998 for inner HCAL layers. All layers will be equipped with ARO for the 1999 data taking.

An excellent performance of all three HCAL readouts allowed DELPHI to participate in *COSMOLEP* — the project to study cosmic events with LEP detectors. In Fig. 5 a *COSMOLEP* event from the test data taking in 1998 is shown. It was triggered by the anode readout and the tracks were reconstructed with pad and cathode readouts.

During the years of DELPHI operation the HCAL has proven to be very stable, efficient and reliable.

In 1994 the Surround Muon Chambers based on detectors similar to the HCAL PST's were installed outside the endcaps to fill the gap between the barrel and forward DELPHI muon systems. That improved the hermiticity of the muon identification (Fig. 6 and, in total, SMC demonstrated robust and reliable performance, with less than 1% losses of the detector units over five years of operation.

LEP1 RESULTS

Electroweak Physics. The sensitivity in electroweak observables achieved experimentally after the years of LEP operation at the energies around the Z resonance requires the highest standards on the theoretical side as well.

One of the most popular and powerful theoretical tools used for the data interpretation is the ZFITTER package [6]. Based on semi-analytic calculations performed in the framework of the Standard Model, it provides an accuracy of typically $\sim 0.01\%$, which required an account of all known higher-order QED, electroweak and QCD results. The present accuracy

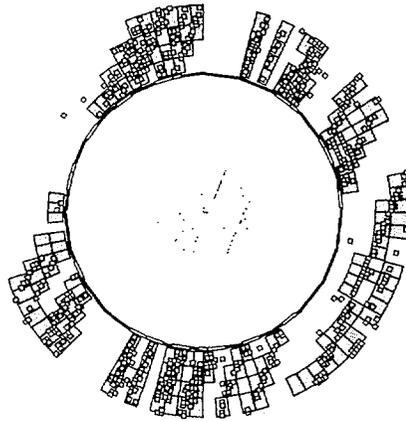
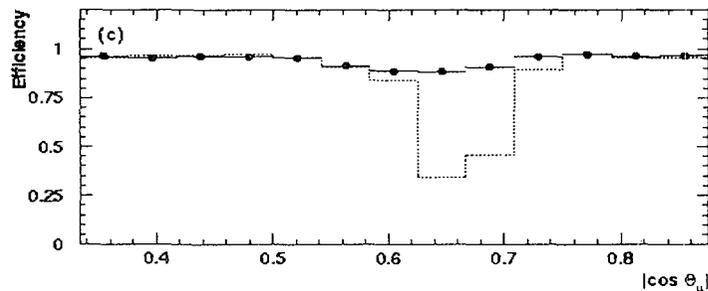
Fig. 5. R- ϕ view of a typical COSMOLEP event

Fig. 6. DELPHI muon identification efficiency versus the polar angle before (line) and after (points) installation of the SMC

of the theory and its importance are well demonstrated in Fig. 2, where the width of the band around the χ^2 curve represents the uncertainty due to different theoretical sources.

Calculation of two-fermion standard processes remains important at LEP2 as well. In addition, for the data analysis at these high energies, another theoretical contribution has been made — the semi-analytic program GENTLE [7], which calculates the W -pair production cross section and provides a benchmark for different Monte-Carlo generators.

Z^0 Lineshape Measurement. The study of fermion-antifermion pair production in e^+e^- collisions at LEP1 energies (around 91 GeV) is the most powerful tool for determining the parameters of the Standard Model and for checking its consistency. The experimentally measured quantities are cross sections of hadronic and leptonic final states, charge forward-backward asymmetries and fermion polarizations.

The hadronic final state profits from the high precision of the cross section measurement due to the large statistics of selected events and careful analysis of systematic uncertainties. Almost 4000000 hadronic decays of Z boson were collected with the DELPHI detector during the LEP1 run from 1989 to 1995.

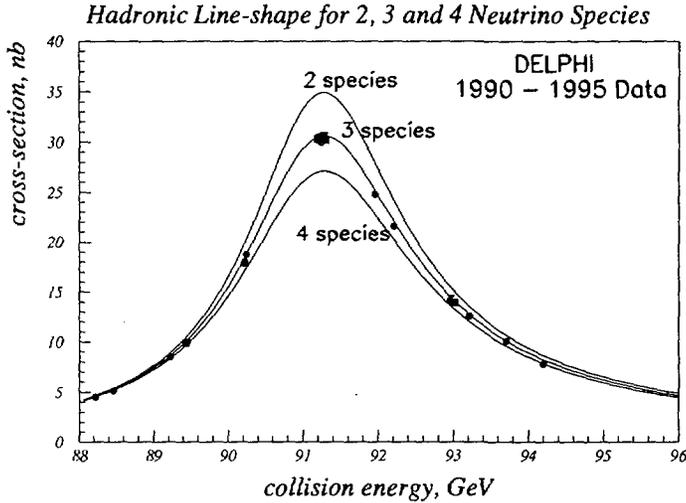


Fig. 7. Hadronic line-shape for 2,3 and 4 neutrino species. The points are based on the data collected by DELPHI at LEP1

Their distinctive feature is a large number of primary charged tracks, which allows efficient selection of the signal events with very low background.

The main selection criteria used in the analysis are: the charged multiplicity $N_{\text{ch}} > 4$ and the charged energy $E_{\text{ch}} > 0.12\sqrt{s}$. This gives a signal selection efficiency of about 95% and a residual background of about 0.5%.

The resulting statistical and systematic uncertainties for the cross sections amount to few promille. The measured hadronic cross section is presented in Fig. 7 as a function of LEP energy. In this plot the Standard Model prediction for the number of light neutrino species equal to 2, 3 and 4 is also shown. The data clearly favour $N_{\nu} = 3$.

The leptonic final states comprising only 15% of the visible Z^0 cross section also provide important information for the global electroweak fit. As an example of a leptonic final state analysis the most complex channel, $ee \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau\tau$, is presented here.

The analysis is restricted to the $20^\circ < \theta < 160^\circ$ range of polar angles where the best detector performance is achieved. The events are selected as two low-multiplicity back-to-back jets thus rejecting the background from $Z^0 \rightarrow qq$ and two-photon collisions.

The background from non-tau Z^0 leptonic decays is rejected by kinematic cuts, which ensure that the track momenta and electromagnetic energies are incompatible with $Z^0 \rightarrow ee$ or $Z^0 \rightarrow \mu\mu$. The resultant selection efficiency is about 62% and the residual background is close to 3%.

In addition to the measurement of the cross section, the charge forward-backward asymmetry is determined from the azimuthal angle distribution of the negative lepton.

In Fig.8 the measured asymmetry and its energy evolution are clearly seen. The total systematic error for the tau cross section measurement was 0.6% while for the asymmetry it was 0.002.

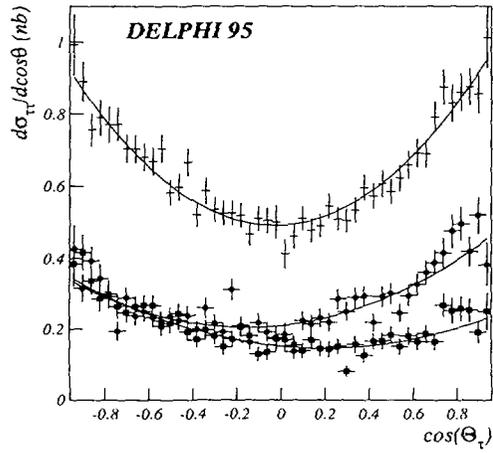


Fig. 8. Angular differential cross section of negative tau production. Squares, crosses and circles stand for LEP energies 89.438 GeV, 91.278 GeV and 92.965 GeV, respectively

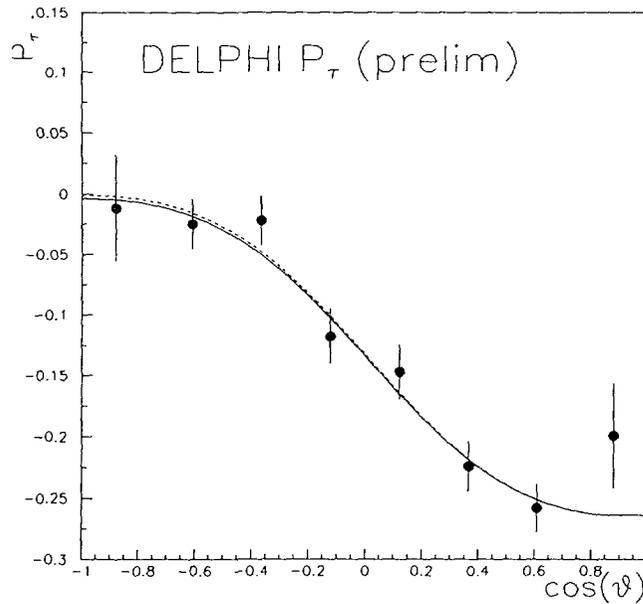


Fig. 9. Tau polarization as a function of the negative tau direction

All the results on the fermion pair production [8] at LEP1 were found to be in agreement with the Standard Model predictions.

Electroweak Properties of τ Decays. Additional information on the Standard Model parameters can be extracted from the polarization of the final state fermions.

At LEP energies only the tau lepton polarization can be measured, from the spectra of τ decay products. The polarization is determined separately for each major tau decay mode, these are identified by electromagnetic and hadron calorimeters and muon chambers. The value of polarization is extracted by comparing the experimental spectra with the Monte-Carlo predictions for decays of left- and right-handed taus. Additional information is extracted from the polarization forward-backward asymmetry (Fig. 9). The combination of results [9] allows one to measure the electroweak parameter $A_l = 0.1369 \pm 0.0065 \pm 0.0043$, or, equivalently $\sin^2\theta_W = 0.23288 \pm 0.00097$.

The study of the tau decay spectra allows additional checks of the Standard Model in the charged current sector. In [10] the measurement of the Michel parameters from tau decays is described. All the measured parameters are in agreement with the Standard Model. A new type of tensor interaction was also tested and its contribution was found to be consistent with zero. Therefore, an upper limit on the strength of the tensor interaction has been set.

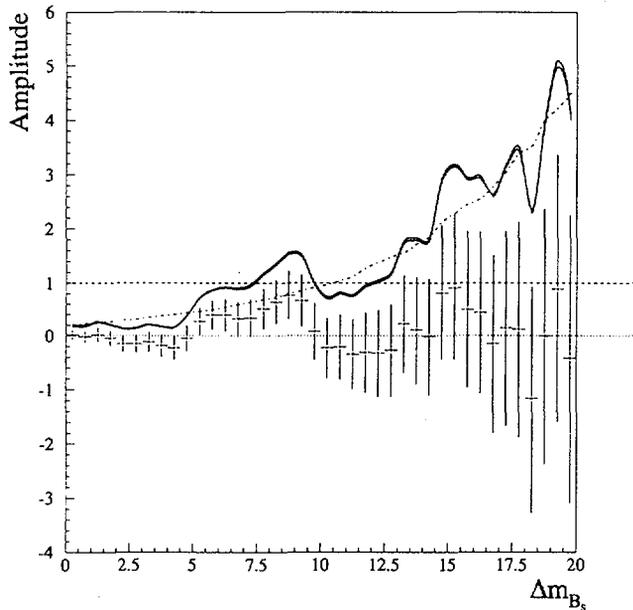


Fig. 10. Oscillation amplitude A (the error bars) as a function of Δm_{B_s} .

Study of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Oscillations. The large samples of events accumulated by LEP experiments and the relatively high purity and efficiency of b -tagging allowed different B-physics studies. Among them the precise determination of the values of the ρ and η parameters (in terms of the Wolfenstein parameterization) of the V_{CKM} matrix elements is one of the most interesting. Several quantities which depend on ρ and η can be measured and, if the Standard Model is correct, they must define compatible values for the two parameters, within measurement errors and theoretical uncertainties. Among these important quantities are the mass differences between CP eigenstates Δm_{B_d} and Δm_{B_s} in the neutral B mesons. Several

experimental methods have been used [11] by DELPHI to study $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations. One of them — using exclusive B_s — has been pioneered recently and, despite the small statistics, gives an important contribution to the high Δm_{B_s} mass region, due to the excellent proper time resolution.

The combined DELPHI result with the relevant explanations is shown in Fig. 10. The combined world result gives the upper limit $\Delta m_{B_s} > 12.4 \text{ ps}^{-1}$ at 95% C.L. with a sensitivity of 13.8 ps^{-1} and is defined mainly by the results from two LEP experiments: ALEPH and DELPHI. The limit obtained gave an important impact on the $\rho = 0.189 \pm 0.074$ and $\eta = 0.354 \pm 0.045$ determination [12]. On the other hand, from quantities depending on ρ and η the expected value of Δm_{B_s} at 95% C.L. can be estimated [12]: $5 \text{ ps}^{-1} < \Delta m_{B_s} < 21 \text{ ps}^{-1}$. The present limit covers about half of this region.

Experimental Study of Different QCD Effects. The data collected by DELPHI have been used to measure the transverse F_T and longitudinal F_L fragmentation functions, which were evaluated from the double differential charged hadron cross section $\frac{d^2\sigma^{ch}}{dx_p d\cos\theta}$. Confirming theoretical predictions, F_L was found to be nonzero in the region of $x_p < 0.2$ and vanishing at higher x_p (Fig. 11).

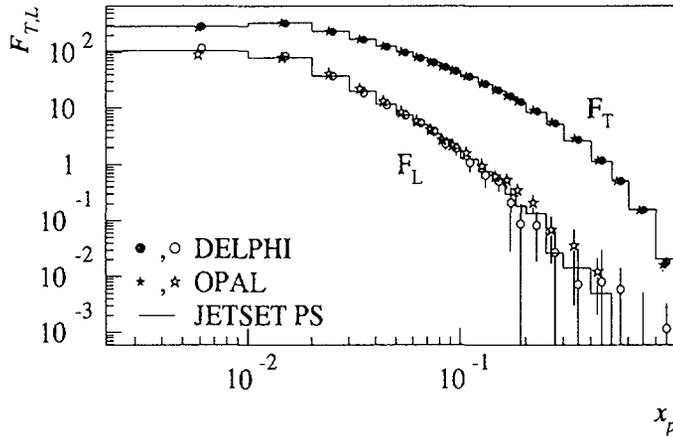


Fig. 11. Measured values of F_L and F_T obtained in DELPHI (circles). Also shown are OPAL data (stars) and Monte-Carlo distributions (histograms)

Using the first moments of the measured fragmentation functions, the mean charged multiplicity in Z^0 hadronic decays was found to be $\langle n^{ch} \rangle = 21.21 \pm 0.20$. The second moments of F_T and F_L were used to calculate the strong coupling constant $\alpha_s(M_Z)$ in the next-to-leading order of perturbative QCD, giving $\alpha_s^{NLO}(M_Z) = 0.120 \pm 0.013$. Inclusion of nonperturbative power corrections led to the value of $\alpha_s^{NLO+POW}(M_Z) = 0.101 \pm 0.013$. For further details, see [13].

The first probe of the correlation of the T-odd one-particle fragmentation function, which is responsible for the left-right asymmetry of fragmentation of a transversely polarized quark, has been done with the DELPHI data for $Z^0 \rightarrow 2$ jets decays.

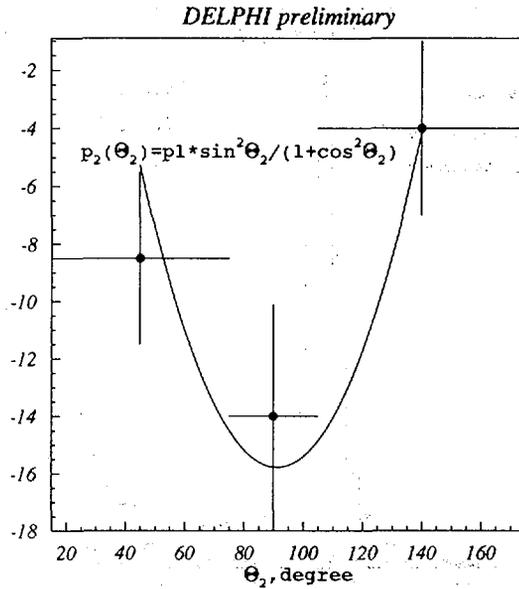


Fig. 12. The polar angle dependence of the azimuthal correlation (in ppm) of leading hadrons in back-to-back jets

Though the transverse polarization of a quark in Z^0 decay is very small ($O(m_q/M_Z)$), there is a nontrivial correlation between transverse spins of a quark and an antiquark in the Standard Model: $\overline{C_{TT}} \approx -0.5$ for the average over flavors.

This results in specific azimuthal asymmetry of the leading hadron produced in one jet around the direction of the leading hadron in the second jet:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_2 d\phi_1} \propto 1 + \frac{6}{\pi} S^2 \overline{C_{TT}} \frac{\sin^2\theta_2}{1 + \cos^2\theta_2} \cos(2\phi_1),$$

where θ_2 is the polar angle of the second hadron with respect to the beam axis and the azimuthal angle of the first hadron, ϕ_1 , is defined relatively to the plane of the beam and second hadron. The experimental result and the best fit for the coefficient of $\cos(2\phi_1)$ are shown in Fig. 12 and correspond to the value of analyzing power: $|S| = 12.9 \pm 1.4\%$ [14].

LEP2 PHYSICS

Fermion Pair Production. The study of $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$ production at LEP2 has two purposes: to provide a new input for constraining theory parameters and to look for possible deviations from the Standard Model predictions at high collision energies. A typical feature of events at LEP2 is strong Initial State Radiation of photons, which brings the effective (or «reduced») collision energy ($\sqrt{s'}$) from the nominal centre-of-mass energy of LEP (\sqrt{s}) down to the Z^0 . Therefore the cross sections and leptonic asymmetries can be determined for different ranges of $\sqrt{s'}$.

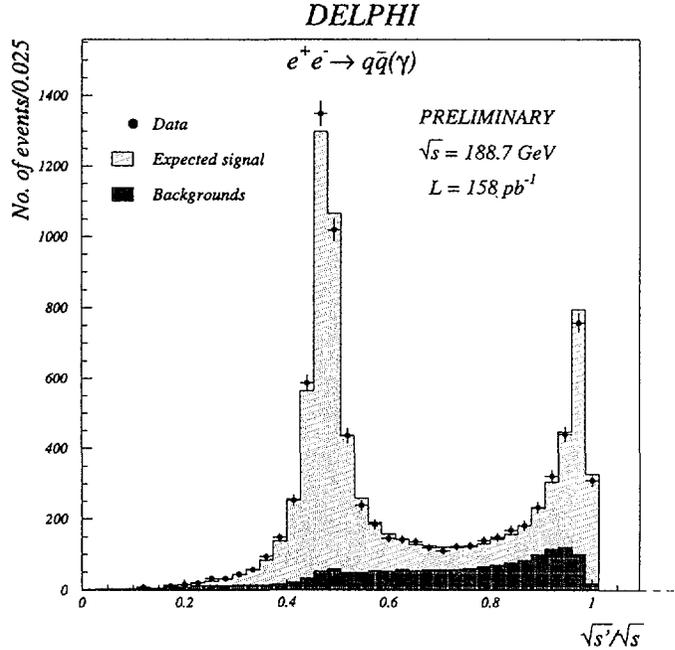


Fig. 13. Reconstruction reduced energy distribution based on hadronic events collected at 189 GeV collision energy

In practice, the «inclusive» values are measured for the range $\sqrt{s'}/\sqrt{s} > 0.1$ (multihadronic events) or $\sqrt{s'} > 75 \text{ GeV}$ (leptonic events) and the «non-radiative» values for the range $\sqrt{s'}/\sqrt{s} > 0.85$. The nonradiative measurements should be more sensitive to the manifestations of new physics phenomena. The distribution of reconstructed reduced energy for multihadronic events is shown in Fig. 13.

The hadronic event selection in the analysis of the LEP2 data is very similar to the one of the LEP1 analysis (see LEP1 section) with the cuts $N_{\text{ch}} > 6$ and $E_{\text{ch}} > 0.15 \sqrt{s}$. The selection efficiency in this case is about 85% and the residual background is of the order of 20%. The dominant background comes from the $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ process.

In the case of the $ee \rightarrow \tau\tau$ process most of the selection cuts used at LEP1 were tightened in order to achieve much larger suppression of Bhabha and two-photon background.

The two jets were required to be coplanar with the beam axis instead of back-to-back topology at LEP1. The signal selection efficiency was about 50% and the residual background was about 13%.

The high-energy data sample accumulated by DELPHI during three years 1996–1998, corresponding to about 240 pb^{-1} of integrated luminosity collected at 130–189 GeV of LEP energies, was analyzed to determine the cross sections and leptonic forward-backward asymmetries.

The energy evolution of hadronic and leptonic cross sections can be seen in Fig. 14. No significant deviations from the Standard Model predictions were found and limits were set on the parameters of different models with additional Z' bosons, contact interactions between fermions and others. Preliminary numbers were reported at the conferences [15].

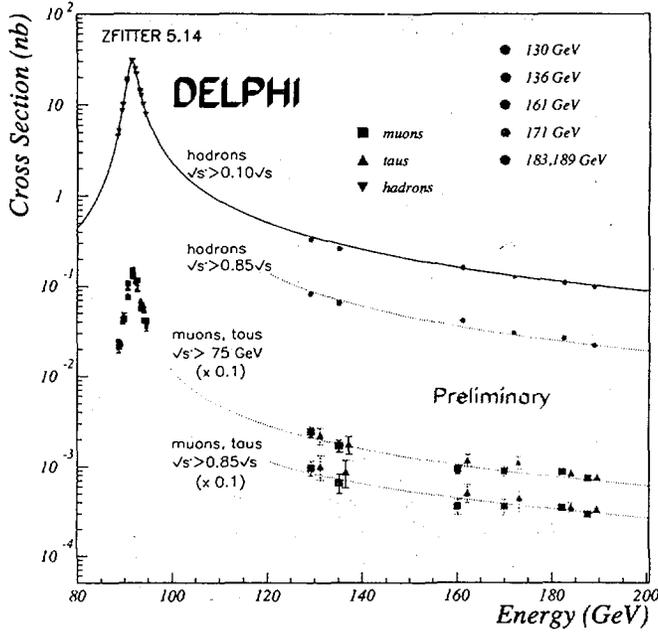


Fig. 14. Fermion pair production cross section at LEP1 and LEP2

W Pair Production. One of the main goals of LEP2 is to perform a precision, down to ~ 40 MeV, measurement of the W mass, which requires the use of all possible W decay channels in the analysis. The distribution of the reconstructed W mass in the $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ channel is shown in Fig. 15 [16].

This channel is the most statistically powerful but the mass reconstruction in it is likely to be affected by the final state interaction between the hadrons from different W 's — Bose–Einstein correlations and colour reconnection. Potentially, those effects can be large, because the typical separation between the W^+ and W^- in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ events at LEP2 energies is small, ~ 0.1 fm.

At the present level of statistics, however, the experimental data (Fig. 16) show no evidence for Bose–Einstein correlations in the correlation function $R(Q)$ for like-sign particles arising from different W 's measured at 172 GeV [17]. A preliminary analysis of the 183 GeV data shows the same tendency [18].

Possible effects of interference due to colour reconnection in hadronic decays of W pairs also have been studied from the data [19], but these studies were statistically limited. With 500 pb^{-1} of integrated luminosity planned for LEP2, it should be possible to get more definite results on both effects.

$\gamma\gamma$ -PHYSICS

Photon Structure Function Study. One of the main interests in the $\gamma\gamma$ physics is an understanding of the photon structure function behaviour in the wide region of Q^2 and x . Such

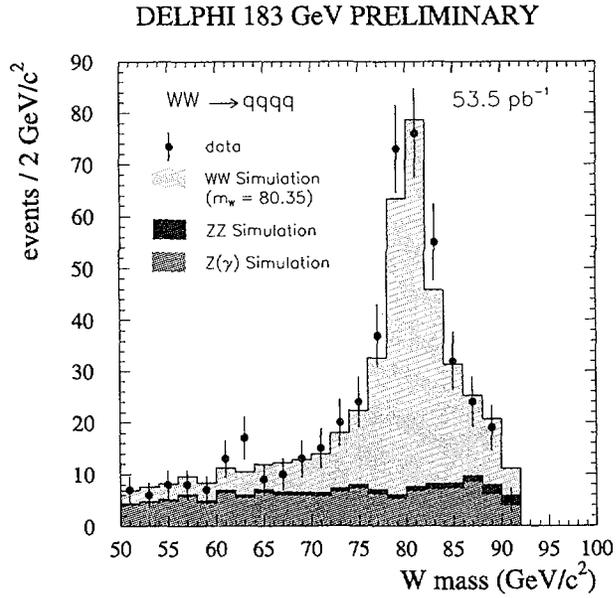


Fig. 15. Reconstructed W mass for the $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ candidates (only one mass per event)

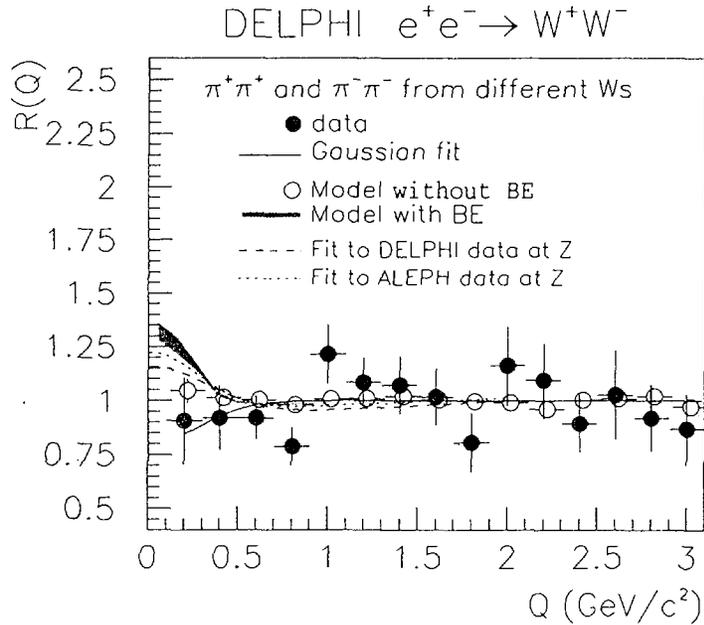


Fig. 16. The correlation function for data (closed circles) and simulation without BE symmetrization (open circles)

study will throw light on the parton distributions in the photon, which should be determined experimentally as an input to the perturbative QCD and soft nonperturbative interactions. The photon structure function can be measured in the reaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$, where X is a multihadronic system and one of the scattered leptons is observed at a large scattering angle (tagging condition) while the other, remaining at a small angle, is undetected (antitagging condition). Here γ is an almost real photon which is probed by the virtual one, γ^* , and such a reaction is often called Deep Inelastic Scattering (DIS).

The corresponding cross section can be expressed in terms of the photon structure functions $F_2^\gamma(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$. Several types of physical process contribute to the total cross section: the point-like coupling of the photons to a quark-antiquark pair (QPM), the vector meson contribution (VDM) and the resolved photon contribution [20] (RPC), which was first proposed to be used in DIS by DELPHI [21]. At present, the main goal is to extend the study with the proposed three-component description of DIS to a wider Q^2 region on the basis of LEP2 data. Our latest results for $F_2^\gamma(x, Q^2)$ [22] are shown in Figs. 17, 18.

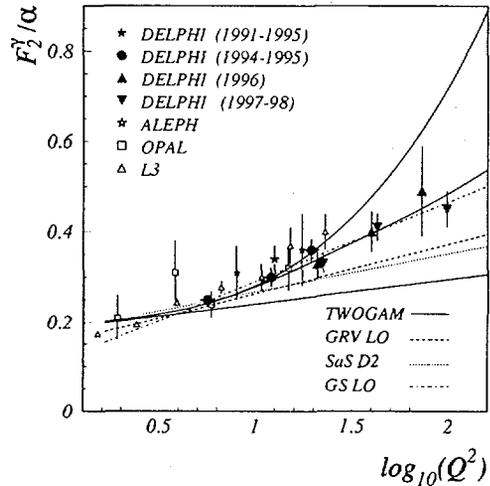
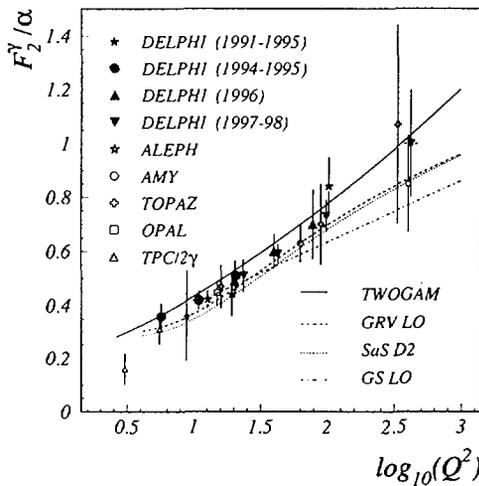

 Fig. 17. F_2^γ versus $\log(Q^2)$ for $0.3 < x < 0.8$

 Fig. 18. F_2^γ versus $\log(Q^2)$ for $0.01 < x < 0.1$

Prospects for $\gamma\gamma$ Physics with the DELPHI VSAT Detector. Studies of $\gamma\gamma$ collisions at LEP2 at very low momentum transfer Q^2 measured by the Very Small Angle Tagger (VSAT) promise to bring new interesting results:

- for single tagged events, where the power to distinguish between different models predicting quark and gluon densities inside the photon will be increased
- for double tagged events, when both scattered leptons are detected, cross section and virtual photon structure function will be measured in a very clean kinematic environment.

During the 1997–1998 shutdown period a smaller beam pipe was installed at the position of the VSAT calorimeters. This upgrade was initiated by the Dubna and Lund University

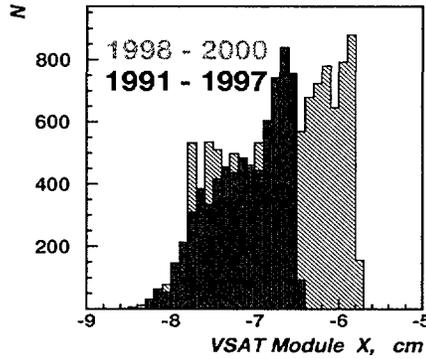


Fig. 19. New and old acceptance of the modules of the DELPHI VSAT detector

groups in order to increase the VSAT acceptance. Preliminary analysis of the 1998 data [23] shows the benefit of a factor of ≈ 2 for double tagged and a factor of ≈ 1.5 for single tagged events (Fig. 19).

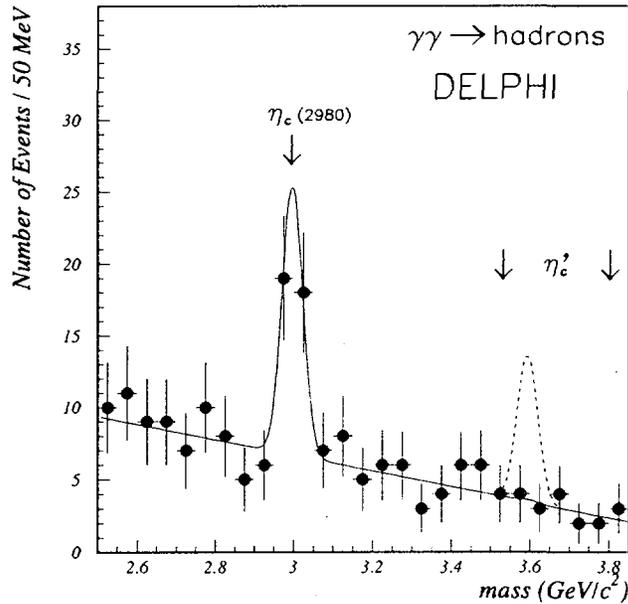


Fig. 20. Invariant mass distribution

Production of η_c Mesons in Two-Photon Interactions. The study of hadronic resonances produced in collisions of quasi-real photons has several advantages compared to the production in e^+e^- annihilation. A resonance can be produced alone, making the study simpler, since

there is no additional hadronic accompaniment in the reaction, and the production cross section of such process can be calculated in QED with only one parameter — the two-photon width of the resonance.

The LEP experimental conditions allow studies in the hadronic resonance mass domain up to $2 \div 3$ GeV. Based on the data collected with the DELPHI detector, the production of η_c mesons in $\gamma\gamma$ collisions has been studied. This analysis uses several decay modes of the resonances into charged pions and kaons and benefits from the advanced particle identification capabilities of DELPHI. The resulting invariant mass distribution is shown in Fig. 20. From the analysis of the data the $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$ partial width has been measured [24] and the limit for the production of η_c' in $\gamma\gamma$ collisions has been set [25].

References

1. DELPHI Coll. — NIM, 1996, v.A378, p.57.
2. Karlen D. — Plenary Talk at ICHEP'98.
3. Ruhlmann-Kleider V. — DELPHI report to the LEPC, 12 Nov. 1998, CERN, Geneva.
4. DELPHI Coll. — Phys. Lett., 1997, v.B414, p.401.
5. DELPHI Coll. — Phys. Lett., 1998, v.B418, p.430.
6. Bardin D. et al. — Prepr. CERN TH 6443, 1992.
7. Bardin D. et al. — Phys. Lett., 1993, v.B308, p.403.
8. DELPHI Coll. — ICHEP'98 CONF # 438.
9. DELPHI Coll. — ICHEP'98 CONF # 243.
10. DELPHI Coll. — ICHEP'98 CONF # 244.
11. DELPHI Coll. — ICHEP'98 CONF # 235, # 236, # 237.
12. DELPHI Coll. — ICHEP'98 CONF # 586.
13. DELPHI Coll. — E. Phys.J., 1999, v.C6, p.19.
14. Tkatchev L., DELPHI Coll. — Proc. of SPIN98 Symp., Protvino, 1998.
15. DELPHI Coll. — ICHEP'98 CONF # 155, # 441, # 202.
16. DELPHI Coll. — ICHEP'98 CONF # 341.
17. DELPHI Coll. — Phys. Lett. B401 (1997) 181.
18. DELPHI Coll. — ICHEP'98 CONF # 288.
19. Pukhaeva N., DELPHI Coll. — Proc. ISMD' 97 Conf., Frascati. 8-12 Sept., 1997;
DELPHI Coll. — ICHEP'98 CONF # 287.

20. DELPHI Coll. — *Z. Phys.*, 1994, v.C62, p.3.
21. Tyapkin I., DELPHI Coll. — ICHEP'96, Warsaw, 1996.
22. Tyapkin I., DELPHI Coll. — Proc. Photon'97 Conf., Egmond aan Zee, 1997; Proc. Workshop on Two-Photon Interactions, Lund. 10-13 Sept., 1998.
23. N.Zimin, DELPHI Coll. — Proc. Workshop on Two-Photon Interactions, Lund. 10-13 Sept., 1998.
24. DELPHI Coll. — ICHEP'98 CONF # 155.
25. DELPHI Coll. — CERN EP 98-151.

Received on February 1, 2000.

УДК 530.12; 531.51

ТЕОРИЯ ТЯГОТЕНИЯ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ГЕОМЕТРИИ ЛОБАЧЕВСКОГО

Н.А.Черников

В первой части работы рассмотрены четыре модели гравитационного поля покоящейся звезды вместе с уравнениями движения ее спутницы — планеты. Первая модель построена Ньютоном. Вторая модель построена Лобачевским. Построение третьей модели начато Эйнштейном, продолжено Шварцшильдом и завершено Фокком. Четвертая модель построена автором данной работы. Геометрия Лобачевского вводится как в пространство скоростей, так и в пространство положений материальной точки. В первой и третьей моделях гравитационное поле звезды подчиняется уравнениям Эйнштейна. Во второй и четвертой моделях гравитационное поле звезды подчиняется новым уравнениям, предложенным автором. Во второй части работы дано простое определение симметричной аффинной связности, доказан ряд теорем и приведено точное решение новых уравнений в теории тяготения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

The Theory of Gravity from the Viewpoint of Lobachevsky Geometry

N.A.Chernikov

In the first part of this paper four models are being discussed, concerning the gravitational field of a star at rest and the equations of motion of the companion planet. The first model has been created by Newton and the second — by Lobachevsky. The third model has been initiated by Einstein, further developed by Schwarzschild and completed by Fock. The fourth model has been created by the author of this paper. The Lobachevsky geometry is introduced in the velocity space and in the usual space as well. In the first and in the third models the gravitational field of the star obeys the Einstein equations. In the second and in the fourth models the gravitational field of the star obeys new equations, proposed by the author. In the second part of the paper a simple definition of a symmetric affine connection is given, also several theorems have been proven and an exact solution of the new equations in the theory of gravity has been given.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Здесь рассмотрены четыре модели гравитационного поля покоящейся звезды вместе с уравнениями движения ее спутницы — планеты. Рассмотренные модели различаются значениями (k, c) пар констант k и c . Константа k является характерной мерой длины в пространстве положений материальной точки. Константа c является характерной мерой быстроты в пространстве скоростей материальной точки. Каждая из них либо равна, либо меньше бесконечности. Если $k = \infty$, то в пространстве положений действует геометрия Евклида; если $k < \infty$, то в нем действует геометрия Лобачевского. Если $c = \infty$, в пространстве скоростей действует геометрия Евклида; если $c < \infty$, то в нем действует геометрия Лобачевского.

В моделях $(k = \infty, c = \infty)$ и $(k = \infty, c < \infty)$ гравитационное поле удовлетворяет уравнениям Эйнштейна $R_{mn} = 0$.

В моделях $(k < \infty, c = \infty)$ и $(k < \infty, c < \infty)$ гравитационное поле удовлетворяет новым уравнениям, предложенным автором.

Модель $(k = \infty, c = \infty)$ построена Ньютоном.

Модель $(k < \infty, c = \infty)$ построена Лобачевским.

Модель $(k = \infty, c < \infty)$ построена Эйнштейном, положившим в ее основу уравнения $R_{mn} = 0$, Шварцшильдом, решившим эти уравнения, и Фоком, настоявшим на выполнении условия гармоничности.

Модель $(k < \infty, c < \infty)$ построена автором. Она содержит всю информацию об остальных трех моделях. Если в этой модели положить $c = \infty$, то получится модель Лобачевского, если в ней положить $c = \infty, k = \infty$, то получится модель Ньютона. Если же в ней положить $k = \infty$, то получится модель Эйнштейна—Шварцшильда—Фока.

Интересно, что в модели $(k < \infty, c < \infty)$ из уравнений гравитационного поля следует равенство нулю вектора ангармоничности, которое в пределе $k \rightarrow \infty$ переходит в условие гармоничности для модели $(k = \infty, c < \infty)$.

Вообще, можно многое понять, рассматривая теорию тяготения с точки зрения геометрии Лобачевского. Например, можно понять, почему в релятивистской теории тяготения при всех ее успехах находят недостатки. Удастся даже понять, как устранять такие недостатки.

Как известно, все успехи релятивистской теории тяготения заложил Эйнштейн, заменив в модели Ньютона гравитационный потенциал U на гравитационную метрику $g_{mn}dx^m dx^n$, а нерелятивистскую гравитационную связность, задаваемую через символ $grad U$, — на релятивистскую гравитационную связность, задаваемую символом Кристоффеля для тензора g_{mn} .

Правда, вследствие этого плотность энергии гравитационного поля из-за случившейся по дороге потери фоновой связности оказалась зависящей от выбора координатной карты. Но, не заметив потери, гравитационисты вообразили, что энергия гравитационного поля *нелокализуема*, чем нанесли релятивистской теории гравитации еще больший урон. Отсюда пошли недостатки в теории гравитации.

Казалось бы, потеря была сделана при смягчающих обстоятельствах, поскольку в модели Ньютона фоновая связность примитивна. Однако здесь-то и таилась опасность: в некоторых координатных картах все компоненты примитивной связности равняются

нулю, в других же координатных картах ее компоненты нулю не равняются. Надежнее иметь дело с непримитивной связностью: совокупность ее компонент ни в одной координатной карте в нуль не обращается.

Восстановить потерянную в теории тяготения Эйнштейна фоновую связность нам помогает знание модели Лобачевского [1],[2]. Фоновая связность в модели Лобачевского непримитивна и, следовательно, находится за пределами теории Эйнштейна, но можно вернуться в эти пределы, не потеряв при этом восстановленную фоновую связность. Для этого надо устремить к бесконечности характерную для геометрии Лобачевского меру длины, обозначаемую (по предложению Гаусса) через константу k . В этом пределе модель Лобачевского перейдет в модель Ньютона, а восстановленная фоновая связность станет примитивной.

Благодаря введению в фоновую связность геометрии Лобачевского многие трудные вопросы теории гравитации в последние годы прояснились. Например, положительно решился вопрос о выборе гармонических координат. Ситуация здесь оказалась аналогичной той, которую в задачах статистической механики разрешил Боголюбов [3] методом квазисредних. Только роль, которую в методе квазисредних играет магнитное поле, здесь переходит к мере длины k .

В результате трудоемкой работы я предложил следующий рецепт восстановления фоновой связности [4].

Обозначим через Γ_{mn}^a гравитационную связность, а через $\check{\Gamma}_{mn}^a$ — фоновую связность. Их разность $P_{mn}^a = \check{\Gamma}_{mn}^a - \Gamma_{mn}^a$ назовем тензором аффинной деформации.

Затем обозначим через R_{mn} тензор Риччи гравитационной связности, а через \check{R}_{mn} — тензор Риччи фоновой связности. Их разность обозначим через $S_{mn} = \check{R}_{mn} - R_{mn}$.

Согласно предложенному мною рецепту, на том месте, где (в псевдоскаляре лагранжиана и в псевдотензоре энергии-импульса гравитационного поля) стоит геометрический объект с компонентами $(-\Gamma_{mn}^a)$, называемый по Манову [5] ковариантной аффинной связностью, надо поставить тензор P_{mn}^a , а на том месте, где в уравнениях Эйнштейна стоит тензор $(-R_{mn})$, надо, изменив уравнения Эйнштейна, поставить тензор S_{mn} .

В получающихся таким образом новых уравнениях тяготения

$$S_{mn} - \frac{1}{2} S g_{mn} = -\frac{8\pi\gamma}{c^4} M_{mn}, \quad S = g^{mn} S_{mn},$$

фоновая связность считается заданной, а гравитационная связность — искомой. Предполагаем также, что источник M_{mn} не зависит от выбора фоновой связности, так что сохраняется условие

$$\nabla_s g^{sm} M_{mn} = 0.$$

В той области, где нет материи, уравнения тяготения принимают вид $S_{mn} = 0$, то есть

$$R_{mn} = \check{R}_{mn}.$$

Тривиальное решение $\Gamma_{mn}^a = \check{\Gamma}_{mn}^a$ относится к случаю, когда нет гравитационного поля, так что фоновая связность является частным случаем связности гравитационной.

Фоновая связность определяется уравнениями движения свободной материальной точки.

Гравитационная же связность определяется уравнениями *падения* материальной точки в гравитационном поле сил (в отсутствие каких-либо других сил).

Условие гармоничности фоновой связности относительно гравитационной метрики записывается в виде $\Phi^a = 0$, где

$$\Phi^a = g^{mn} P_{mn}^a .$$

В своих прежних работах я показал [6], что всякая физическая теория опирается на понятие пространства скоростей, а в этом пространстве возможна только либо геометрия Евклида, либо геометрия Лобачевского. В первом случае теорию называют нерелятивистской, а во втором — релятивистской. Странно, конечно, и даже нелепо, но так называют.

В первом случае нет характерной меры скоростей. Во втором такая мера существует. Она равна скорости света c . Константа c играет такую же роль в пространстве скоростей, какую константа k играет в видимом нами пространстве положений материальной точки.

Нерелятивистский случай будем обозначать через $c = \infty$, а релятивистский — через $c < \infty$.

Гравитационная метрика приводится к виду

$$g_{mn} dx^m dx^n = f^1 f^1 + f^2 f^2 + f^3 f^3 - c^2 f^4 f^4 ,$$

где f^m — линейные дифференциальные формы. В отсутствие гравитационного поля в релятивистском случае полагаем

$$g_{mn} dx^m dx^n = \check{g}_{mn} dx^m dx^n = h_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - c^2 dt dt ,$$

где $h_{\mu\nu}$ не зависят от $x^4 = t$.

Предполагаем, что квадратичная форма $h_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ является либо метрикой пространства Евклида (случай $k = \infty$), либо метрикой пространства Лобачевского (случай $k < \infty$).

Компоненты связности Кристоффеля для метрики $h_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ обозначим через $h_{\mu\nu}^\alpha$.

Тензор Риччи $r_{\mu\nu}$ для связности $h_{\mu\nu}^\alpha$ равен $r_{\mu\nu} = -k^{-2} h_{\mu\nu}$ в случае $k < \infty$ и равен нулю ($r_{\mu\nu} = 0$) в случае $k = \infty$.

Интересно, что фоновая связность $\check{\Gamma}_{mn}^a$ не зависит от скорости света c , то есть относится к Абсолютной геометрии Бойяи в пространстве скоростей. Действительно, геодезические с метрикой $h_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - c^2 dt dt$ можно записать в виде

$$\frac{d^2 x^\alpha}{d\tau^2} + h_{\mu\nu}^\alpha \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau} = 0 , \quad \frac{d^2 t}{d\tau^2} = 0 .$$

Но в таком же виде можно записать и уравнения движения материальной точки с лагранжианом

$$\frac{1}{2} h_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{dt} \frac{dx^\nu}{dt} .$$

Следовательно, как в релятивистском случае, так и в случае нерелятивистском

$$\check{\Gamma}_{\mu\nu}^\alpha = h_{\mu\nu}^\alpha , \check{\Gamma}_{\mu 4}^\alpha = 0 , \check{\Gamma}_{4\nu}^\alpha = 0 , \check{\Gamma}_{44}^\alpha = 0 , \check{\Gamma}_{mn}^4 = 0 .$$

Соответственно, и фоновый тензор Риччи как в релятивистском случае, так и в случае нерелятивистском равен

$$\check{R}_{\mu\nu} = r_{\mu\nu}, \quad \check{R}_{4n} = 0, \quad \check{R}_{m4} = 0.$$

Дальше мы ограничимся рассмотрением покоящейся звезды, вокруг которой движется ее единственная спутница — планета. Уравнения движения планеты всегда можно привести к виду, рассмотренному ниже в разделе 9, разумеется, если на нее действуют только гравитационные силы. В качестве координат x^1, x^2 и x^3 выберем расстояние ρ от звезды, полярный угол θ и азимутальный угол ϕ на сфере $\rho = const$; обозначение $x^4 = t$ сохраним. При таком ограничении нам требуется решить уравнения $S_{mn} = 0$.

2. МОДЕЛЬ НЬЮТОНА: СЛУЧАЙ ($k = \infty, c = \infty$)

Согласно Ньютону, уравнения движения планеты (то есть ее свободного падения на звезду) таковы:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\rho}{d\tau^2} - \rho \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} - \rho \sin^2\theta \frac{d\phi}{d\tau} \frac{d\phi}{d\tau} + \frac{\gamma M}{\rho^2} \frac{dt}{d\tau} \frac{dt}{d\tau} &= 0, \\ \frac{d^2\theta}{d\tau^2} + \frac{2}{\rho} \frac{d\rho}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} - \sin\theta \cos\theta \frac{d\phi}{d\tau} \frac{d\phi}{d\tau} &= 0, \\ \frac{d^2\phi}{d\tau^2} + \frac{2}{\rho} \frac{d\rho}{d\tau} \frac{d\phi}{d\tau} - 2 \cot\theta \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\phi}{d\tau} &= 0, \quad \frac{d^2t}{d\tau^2} = 0. \end{aligned}$$

Здесь γ — постоянная Ньютона, M — масса звезды.

Отсюда непосредственно находится гравитационная связность Γ_{mn}^a в случае Ньютона. При $M = 0$ она совпадает с фоновой связностью. Легко видеть, что в данном случае все компоненты тензора аффинной деформации равны нулю, кроме компоненты

$$P_{44}^1 = - \frac{\gamma M}{\rho^2},$$

равной силе, с которой звезда притягивает единичную массу планеты.

Замечательно, что при любом значении константы γM гравитационная связность Ньютона (в точности!) удовлетворяет уравнению $R_{mn} = 0$. Это значит, что важнейшее решение знаменитого уравнения Эйнштейна было предусмотрено и приготовлено Ньютоном. Здесь уместна цитата:

”В наше время берутся расшифровывать сложнейшие коды, не обучившись грамоте. Среди тех, кто любит порассуждать об ошеломляющих трудах Эйнштейна, мало кто представляет себе суть законов Ньютона” [7].

3. МОДЕЛЬ ЛОБАЧЕВСКОГО: СЛУЧАЙ ($k < \infty, c = \infty$)

В геометрии Лобачевского длина окружности радиуса ρ равна $2\pi r$, а площадь сферы такого же радиуса равна $4\pi r^2$, где $r = k \sinh \frac{\rho}{k}$. Основываясь на этом, Лобачевский

указал [1, с. 159], что в воображаемой Геометрии сила, с которой звезда притягивает единичную массу планеты, должна равняться

$$P_{44}^1 = -\frac{\gamma M}{r^2}.$$

Остальные компоненты тензора аффинной деформации, как и в модели Ньютона, полагаем равными нулю, поскольку сила притяжения направлена к центру звезды.

Чтобы найти фоновую связность в модели Лобачевского, надо составить уравнения движения материальной точки с функцией Лагранжа, равной

$$\frac{1}{2} \frac{d\rho}{dt} \frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{2} r^2 \frac{d\theta}{dt} \frac{d\theta}{dt} + \frac{1}{2} r^2 \sin^2 \theta \frac{d\phi}{dt} \frac{d\phi}{dt}.$$

Из этих уравнений будет видно, что все компоненты фоновой связности в рассматриваемых координатах равны нулю, кроме следующих компонент:

$$\begin{aligned} \check{\Gamma}_{22}^1 &= -k \sinh \frac{\rho}{k} \cosh \frac{\rho}{k}, & \check{\Gamma}_{33}^1 &= \check{\Gamma}_{22}^1 \sin^2 \theta, \\ \check{\Gamma}_{12}^2 &= k^{-1} \coth \frac{\rho}{k} = \check{\Gamma}_{21}^2, & \check{\Gamma}_{33}^2 &= -\sin \theta \cos \theta, \\ \check{\Gamma}_{13}^3 &= k^{-1} \coth \frac{\rho}{k} = \check{\Gamma}_{31}^3, & \check{\Gamma}_{23}^3 &= \cot \theta = \check{\Gamma}_{32}^3. \end{aligned}$$

Фоновый тензор Риччи в рассматриваемых координатах диагонален. Его диагональные элементы равны

$$\check{R}_{11} = -2k^{-2}, \quad \check{R}_{22} = -2k^{-2}r^2, \quad \check{R}_{33} = -2k^{-2}r^2 \sin^2 \theta, \quad \check{R}_{44} = 0.$$

Гравитационная связность Лобачевского при любом значении константы γM удовлетворяет уравнению $R_{mn} = \check{R}_{mn}$.

Как и в модели Ньютона, сила притяжения в модели Лобачевского потенциальная. Ее потенциал U равен [2]

$$U = \frac{\gamma M}{k} \left(1 - \coth \frac{\rho}{k} \right).$$

Он находится из условий

$$\frac{dU}{d\rho} = \frac{\gamma M}{r^2},$$

$\lim U = 0$ при $\rho \rightarrow \infty$.

4. МОДЕЛЬ ЭЙНШТЕЙНА–ШВАРЦШИЛЬДА–ФОКА: СЛУЧАЙ ($k = \infty$, $c < \infty$)

Создание этой модели начато Эйнштейном, продолжено Шварцшильдом и завершено Фоксом, настоящим на выполнении условия гармоничности. Гравитационная метрика в этой модели равна

$$\left(\frac{\rho + \alpha}{\rho - \alpha} \right) d\rho^2 + (\rho + \alpha)^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) - \left(\frac{\rho - \alpha}{\rho + \alpha} \right) c^2 dt^2,$$

где

$$\alpha = \frac{\gamma M}{c^2}$$

есть гравитационный радиус массы M . Она удовлетворяет уравнению Эйнштейна $R_{mn} = 0$. Вывод изложен в [8, с.263].

Интересно, что в случае статической сферически симметричной метрики общего вида

$$g_{mn} dx^m dx^n = F^2 d\rho^2 + H^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) - V^2 dt^2$$

следующие компоненты вектора ангармоничности равны нулю:

$$\Phi^2 = 0, \quad \Phi^3 = 0, \quad \Phi^4 = 0.$$

Что до радиальной компоненты Φ^1 , то она зависит от фоновой метрики. В рассматриваемом случае она равна

$$\Phi^1 = \frac{1}{VFH^2} \left[\frac{d}{d\rho} (F^{-1}VH^2) - 2FV\rho \right].$$

В силу условия гармоничности

$$\frac{d}{d\rho} (F^{-1}VH^2) - 2FV\rho = 0,$$

на котором настоял Фок [8, с. 256] и которое отнюдь не следует из уравнений Эйнштейна, радиальная компонента вектора ангармоничности обращается в нуль.

5. ОБЩИЙ СЛУЧАЙ ($k < \infty$, $c < \infty$)

Общий случай был рассмотрен мною к двухсотлетию со дня рождения Н.И.Лобачевского в работе [4]. В ней я сообщил полученное мною решение новых уравнений тяготения

$$R_{11} = -\frac{2}{k^2}, \quad R_{22} = -2 \sinh^2 \frac{\rho}{k}, \quad R_{33} = -2 \sinh^2 \frac{\rho}{k} \sin^2 \theta, \quad R_{44} = 0,$$

$$R_{mn} = 0, \quad m \neq n.$$

Согласно [4] в случае ($k < \infty$, $c < \infty$) гравитационная метрика равна

$$k^2 e^{-2\beta} [\Xi^{-1} d\xi^2 + \sinh^2(\xi + \beta)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] - c^2 e^{2\beta} \Xi dt^2,$$

где

$$\Xi = \frac{\sinh(\xi - \beta)}{\sinh(\xi + \beta)}, \quad \xi = \frac{\rho}{k}, \quad \frac{1}{2} \sinh 2\beta = \frac{\gamma M}{kc^2}.$$

Подробный вывод этой метрики см. в разделе 12.

Интересно, что в данном случае вектор ангармоничности Φ^a безусловно равен нулю. Действительно, как и в предыдущем случае, $\Phi^2 = 0$, $\Phi^3 = 0$, $\Phi^4 = 0$. Но в данном случае

$$\Phi^1 = \frac{1}{VFH^2} \left[\frac{d}{d\rho} (F^{-1}VH^2) - FVk \sinh \frac{2\rho}{k} \right],$$

а из новых уравнений тяготения в разделе 6 выведено следующее равенство:

$$\Phi^m \check{R}_{mn} + \frac{1}{2} g^{am} (\check{\nabla}_a \check{R}_{mn} + \check{\nabla}_m \check{R}_{an} - \check{\nabla}_n \check{R}_{am}) = 0.$$

Согласно этому равенству в данном случае

$$\Phi^1 \check{R}_{11} = -2k^{-2} \Phi^1 = 0,$$

что при $k < \infty$ эквивалентно равенству $\Phi^1 = 0$, или

$$\frac{d}{d\rho} (F^{-1} V H^2) - F V k \sinh \frac{2\rho}{k} = 0.$$

При $k \rightarrow \infty$ последнее равенство переходит в условие гармоничности Фока.

6. ТЕОРЕМА О ДВУХ ТЕНЗОРАХ РИЧЧИ И ВЕКТОРЕ АНГАРМОНИЧНОСТИ

Суть этой теоремы состоит в следующем тождестве:

$$\begin{aligned} \nabla_a g^{am} (S_{mn} - \frac{1}{2} S g_{mn}) = \\ = \Phi^m \check{R}_{mn} + \frac{1}{2} g^{am} (\check{\nabla}_a \check{R}_{mn} + \check{\nabla}_m \check{R}_{an} - \check{\nabla}_n \check{R}_{am}). \end{aligned} \quad (1)$$

Докажем его.

В силу тождества Эйнштейна

$$\nabla_a g^{am} (R_{mn} - \frac{1}{2} R g_{mn}) = 0 \quad (2)$$

имеем

$$\nabla_a g^{am} (S_{mn} - \frac{1}{2} S g_{mn}) = \nabla_a g^{am} \check{R}_{mn} - \frac{1}{2} \nabla_n g^{bm} \check{R}_{bm}. \quad (3)$$

Перейдем здесь от производных ∇_a к производным $\check{\nabla}_a$:

$$\begin{aligned} \nabla_a g^{am} \check{R}_{mn} &= (\check{\nabla}_a - P_a) g^{am} \check{R}_{mn} + g^{am} \check{R}_{ms} P_{an}^s, \\ \nabla_n \check{R}_{bm} &= \check{\nabla}_n \check{R}_{bm} + P_{nb}^s \check{R}_{sm} + P_{nm}^s \check{R}_{bs}, \\ \nabla_n g^{bm} \check{R}_{bm} &= g^{bm} \nabla_n \check{R}_{bm} = g^{bm} \check{\nabla}_n \check{R}_{bm} + 2g^{am} \check{R}_{ns} P_{an}^s. \end{aligned}$$

В результате получим

$$\begin{aligned} \nabla_a g^{am} \check{R}_{mn} - \frac{1}{2} \nabla_n g^{bm} \check{R}_{bm} &= (\check{\nabla}_a - P_a) g^{am} \check{R}_{mn} - \frac{1}{2} g^{bm} \check{\nabla}_n \check{R}_{bm} = \\ &= \Phi^m \check{R}_{mn} + \frac{1}{2} g^{am} (\check{\nabla}_a \check{R}_{mn} + \check{\nabla}_m \check{R}_{an} - \check{\nabla}_n \check{R}_{am}). \end{aligned} \quad (4)$$

Сопоставив (3) с (4), получим (1). Тем самым теорема доказана.

7. ТЕОРЕМА О ВЕКТОРЕ АНГАРМОНИЧНОСТИ В СЛУЧАЕ ($k < \infty$, $c < \infty$)

В случае $c < \infty$ новые уравнения тяготения имеют вид

$$S_{mn} - \frac{1}{2} S g_{mn} = -\frac{8\pi\gamma}{c^4} M_{mn}, \quad S = g^{mn} S_{mn}, \quad (5)$$

причем предполагается, что

$$\nabla_a g^{am} M_{mn} = 0. \quad (6)$$

Из доказанной выше теоремы следует, что для всякого решения уравнения (5) выполняется равенство

$$\Phi^m \check{R}_{mn} + \frac{1}{2} g^{am} (\check{\nabla}_a \check{R}_{mn} + \check{\nabla}_m \check{R}_{an} - \check{\nabla}_n \check{R}_{am}). \quad (7)$$

В случае $k < \infty$ имеем

$$\check{R}_{\mu\nu} = -k^{-2} h_{\mu\nu}, \quad \check{R}_{\mu 4} = 0, \quad \check{R}_{4\nu} = 0, \quad \check{R}_{44} = 0, \quad (8)$$

так что

$$\check{\nabla}_a \check{R}_{mn} = 0. \quad (9)$$

Из (7), (8) и (9) следует, что для всякого решения уравнений (5) в случае ($k < \infty$, $c < \infty$) пространственные компоненты вектора ангармоничности равны нулю:

$$\Phi^1 = 0, \quad \Phi^2 = 0, \quad \Phi^3 = 0. \quad (10)$$

Что до компоненты Φ^4 , то в общем случае она равна

$$\Phi^4 = -g^{mn} \Gamma_{mn}^4 = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^m} (\sqrt{-g} g^{m4}), \quad (11)$$

так как $\check{\Gamma}_{mn}^4 = 0$.

8. СКАЛЯРНЫЙ ЛАГРАНЖИАН И ТЕНЗОР ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА

Псевдоскалярный лагранжиан заменяем на скалярный

$$L = g^{mn} (P_{mb}^a P_{an}^b - P_{as}^a P_{mn}^s). \quad (12)$$

Псевдотензор энергии-импульса заменяем на тензор

$$E_b^a = \Phi_b^{mn} (P_{mn}^a - P_m \delta_n^a) - L \delta_b^a, \quad (13)$$

где

$$P_m = P_{mn}^n, \quad (14)$$

$$\Phi_b^{mn} = g^{ms} P_{sb}^n + g^{ns} P_{sb}^m - g^{mn} P_b. \quad (15)$$

Ковектор (14) назовем ковектором аффинной деформации. Тензор (15) назовем тензором ангармоничности, так как его свертка равна вектору ангармоничности:

$$\Phi_n^{mn} = \Phi^m. \quad (16)$$

Скаляр (12) можно привести к виду

$$L = S + \nabla_a(\Phi^a - P^a), \quad (17)$$

где

$$P^a = g^{am} P_m. \quad (18)$$

Тензор энергии-импульса в сумме с удвоенным тензором, входящим в левую часть уравнений (5), составляет следующую дивергенцию:

$$E_b^a + g^{as}(2S_{nb} - Sg_{nb}) = (\check{\nabla}_n - P_n)(\Phi^{na} - \Phi^a \delta_b^n + U_b^{na}), \quad (19)$$

где

$$U_b^{na} = g^{as} P_{sb}^n - g^{ns} P_{sb}^a + (\Phi^a - P^a) \delta_b^n - (\Phi^n - P^n) \delta_b^a. \quad (20)$$

Заметим, что обыкновенно в теории тяготения Эйнштейна злополучный псевдотензор энергии-импульса сворачивают с векторным полем и получают, конечно же, не векторное, а псевдовекторное поле. Нимало не сомневаясь, к получающемуся полю применяют теорему Гаусса, рассчитанную на векторное поле, а такое, незаконное, применение теоремы Гаусса приводит к интегралам, зависящим от нашего произвола в выборе координат, что несовместимо с их предназначением представлять энергию и импульс. Переход же к тензору энергии-импульса страхует нас от такой ошибки.

9. ПРОСТОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИММЕТРИЧНОЙ АФФИННОЙ СВЯЗНОСТИ

Рассмотрим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{d^2 x^a}{d\tau^2} + \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \Gamma_{mn}^a \frac{dx^m}{d\tau} \frac{dx^n}{d\tau} = 0, \quad a = 1, \dots, N, \quad (21)$$

в которой компоненты $\Gamma_{mn}^a = \Gamma_{nm}^a$ зависят от x^1, \dots, x^N как угодно, но совсем не зависят от τ . Сразу же заметим, что система (21) инвариантна относительно замены τ на $\hat{\tau} = A\tau + B$, где A и B — константы, удовлетворяющие единственному условию $A \neq 0$.

Можно считать, что переменные x^1, \dots, x^N составляют координатную карту x многообразия M , размерность которого равна N . Считая так, назовем упорядоченную по правилу (21) совокупность компонент $\Gamma_{mn}^a = \Gamma_{nm}^a$ проекцией из M симметричной аффинной связности на карту x .

Перейдем в системе (21) от переменных x^1, \dots, x^N к таким новым переменным $\hat{x}^1, \dots, \hat{x}^2$, для которых якобиан перехода не равняется нулю. Для новых переменных получится система уравнений такого же вида, что и (21), а именно:

$$\frac{d^2 \hat{x}^a}{d\tau^2} + \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \hat{\Gamma}_{mn}^a \frac{d\hat{x}^m}{d\tau} \frac{d\hat{x}^n}{d\tau} = 0, \quad a = 1, \dots, N, \quad (22)$$

где

$$\hat{\Gamma}_{mn}^a = \sum_{b=1}^N \hat{S}_b^a \left(\frac{\partial^2 x^b}{\partial \hat{x}^m \partial \hat{x}^n} + \sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N S_m^p S_n^q \Gamma_{pq}^b \right), \quad (23)$$

$$\hat{S}_b^a = \frac{\partial \hat{x}^a}{\partial x^b}, \quad S_m^p = \frac{\partial x^p}{\partial \hat{x}^m}. \quad (24)$$

Действительно, имеем

$$\frac{d\hat{x}^a}{d\tau} = \sum_{b=1}^N \hat{S}_b^a \frac{dx^b}{d\tau}, \quad \frac{dx^p}{d\tau} = \sum_{m=1}^N S_m^p \frac{d\hat{x}^m}{d\tau}.$$

Следовательно,

$$\frac{d^2 \hat{x}^a}{d\tau^2} = \sum_{b=1}^N \hat{S}_b^a \frac{d^2 x^b}{d\tau^2} + \sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \frac{\partial^2 \hat{x}^a}{\partial x^p \partial x^q} \frac{dx^p}{d\tau} \frac{dx^q}{d\tau}.$$

Подставляя сюда из (21) значение

$$\frac{d^2 x^b}{d\tau^2} = - \sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \Gamma_{pq}^b \frac{dx^p}{d\tau} \frac{dx^q}{d\tau},$$

получаем

$$\frac{d^2 \hat{x}^a}{d\tau^2} = \sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \left(\frac{\partial^2 \hat{x}^a}{\partial x^p \partial x^q} - \sum_{b=1}^N \hat{S}_b^a \Gamma_{pq}^b \right) \frac{dx^p}{d\tau} \frac{dx^q}{d\tau},$$

то есть

$$\frac{d^2 \hat{x}^a}{d\tau^2} = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left[\sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \left(\frac{\partial^2 \hat{x}^a}{\partial x^p \partial x^q} - \sum_{b=1}^N \hat{S}_b^a \Gamma_{pq}^b \right) \right] S_m^p S_n^q \frac{d\hat{x}^m}{d\tau} \frac{d\hat{x}^n}{d\tau},$$

Далее, имеем

$$\sum_{b=1}^N \hat{S}_b^a S_m^b = \frac{\partial \hat{x}^a}{\partial \hat{x}^m} = \delta_m^a.$$

Следовательно,

$$\frac{\partial}{\partial \hat{x}^n} \sum_{b=1}^N \hat{S}_b^a S_m^b = \sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \frac{\partial^2 \hat{x}^a}{\partial x^p \partial x^q} S_m^p S_n^q + \sum_{b=1}^N \hat{S}_b^a \frac{\partial^2 x^b}{\partial \hat{x}^m \partial \hat{x}^n} = 0,$$

то есть

$$\sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \frac{\partial^2 \hat{x}^a}{\partial x^p \partial x^q} S_m^p S_n^q = - \sum_{b=1}^N \hat{S}_b^a \frac{\partial^2 x^b}{\partial \hat{x}^m \partial \hat{x}^n}.$$

Отсюда следуют формулы (22) и (23).

Можно считать, что переменные $\hat{x}^1, \dots, \hat{x}^N$ составляют новую координатную карту \hat{x} многообразия M . Упорядоченную по правилу (22) совокупность $\hat{\Gamma}_{mn}^a = \hat{\Gamma}_{nm}^a$ компонент

назовем проекцией из многообразия M на карту \hat{x} той же самой связности, которую мы проектировали выше из M на карту x .

Связностью Γ_{mn}^a задается ее тензор кривизны

$$R_{mnb}^a = \frac{\partial}{\partial x^m} \Gamma_{nb}^a - \frac{\partial}{\partial x^n} \Gamma_{mb}^a + \sum_{s=1}^N \left(\Gamma_{ms}^a \Gamma_{nb}^s - \Gamma_{ns}^a \Gamma_{mb}^s \right)$$

и свернутый тензор кривизны

$$R_{nb} = R_{anb}^a,$$

называемый тензором Риччи.

10. ПРИМИТИВНАЯ СВЯЗНОСТЬ

Простейшим частным случаем системы (21) является следующая система уравнений:

$$\frac{d^2 x^a}{d\tau^2} = 0, \quad a = 1, \dots, N. \quad (25)$$

Последняя определяет примитивную связность. В карте x компоненты примитивной связности равны нулю. В карте \hat{x} согласно (23) ее компоненты равны

$$\sum_{b=1}^N \hat{S}_b^a \frac{\partial^2 x^b}{\partial \hat{x}^m \partial \hat{x}^n}. \quad (26)$$

Тензор кривизны примитивной связности равен нулю.

Наоборот, если тензор кривизны симметричной аффинной связности равен нулю, то эта связность примитивна.

11. ВЕКТОР АНГАРМОНИЧНОСТИ В СЛУЧАЕ ПРИМИТИВНОЙ ФОНОВОЙ СВЯЗНОСТИ

Если в некоторой карте y все компоненты фоновой связности равны нулю, то в соответствии с (26) тензор аффинной деформации равен

$$P_{mn}^a = \frac{\partial x^a}{\partial y^b} \frac{\partial^2 y^b}{\partial x^m \partial x^n} - \Gamma_{mn}^a = \frac{\partial x^a}{\partial y^b} \nabla_m \nabla_n y^b. \quad (27)$$

Следовательно, вектор ангармоничности в данном случае равен

$$\Phi^a = g^{mn} P_{mn}^a = \frac{\partial x^a}{\partial y^b} \square y^b, \quad (28)$$

где

$$\square y^b = g^{mn} \nabla_m \nabla_n y^b. \quad (29)$$

При этом надо заметить, что всякая координата на многообразии является скалярной функцией, так что $\nabla_n y^b = \partial_n y^b$, а $\square y^b$ является дифференциальным параметром Бельтрами второго рода. Он равен

$$\square y^b = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^m} \left(\sqrt{-g} g^{mn} \frac{\partial y^b}{\partial x^n} \right). \quad (30)$$

так как

$$g^{mn} \Gamma_{mn}^b = -\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^m} \left(\sqrt{-g} g^{mb} \right). \quad (31)$$

Согласно (28), если координаты y^b гармонические, то вектор ангармоничности равен нулю. Наоборот, согласно (28) имеем

$$\square y^b = \frac{\partial y^b}{\partial x^a} \Phi^a. \quad (32)$$

Поэтому если вектор ангармоничности равен нулю, то координаты y^b гармонические.

12. РЕШЕНИЕ НОВЫХ УРАВНЕНИЙ ТЯГОТЕНИЯ (В СЛУЧАЕ $(k < \infty, c < \infty)$)

Новые уравнения тяготения, а именно:

$$\begin{aligned} R_{11} &= -\frac{2}{k^2}, & R_{22} &= -2 \sinh^2 \frac{\rho}{k}, \\ R_{33} &= -2 \sinh^2 \frac{\rho}{k} \sin^2 \theta, & R_{44} &= 0, \\ R_{mn} &= 0, & m &\neq n, \end{aligned} \quad (33)$$

будем решать, полагая, что

$$g_{ab} dx^a dx^b = F^2 d\rho^2 + H^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) - V^2 dt^2, \quad (34)$$

где функции F, H, V зависят только от ρ .

Так как в случае (34) все недиагональные компоненты тензора R_{mn} равны нулю, а диагональные удовлетворяют условию

$$R_{33} = R_{22} \sin^2 \theta, \quad (35)$$

то из всех уравнений (33) нам остается удовлетворить следующим трем уравнениям:

$$R_{44} = 0, \quad R_{11} = -\frac{2}{k^2}, \quad R_{22} = -2 \sinh^2 \frac{\rho}{k}. \quad (36)$$

Далее, в случае (34) имеем

$$R_{14} = \frac{V}{FH^2} \frac{d}{d\rho} \left(\frac{H^2}{F} \frac{dV}{d\rho} \right),$$

$$\frac{H}{2} \left(R_{11} + V^{-2} F^2 R_{44} \right) = \frac{dH}{d\rho} \frac{1}{FV} \frac{d(FV)}{d\rho} - \frac{d^2 H}{d\rho^2}, \quad (37)$$

$$R_{22} = 1 - \frac{1}{FV} \frac{d}{d\rho} \left(\frac{VH}{F} \frac{dH}{d\rho} \right).$$

Согласно (36) и (37) задача свелась к следующей системе уравнений:

$$\frac{d}{d\rho} \left(\frac{H^2}{F} \frac{dV}{d\rho} \right) = 0, \quad (38)$$

$$\frac{d^2 H}{d\rho^2} - \frac{H}{k^2} = \frac{dH}{d\rho} \frac{1}{FV} \frac{d(FV)}{d\rho}, \quad (39)$$

$$\frac{d}{d\rho} \left(\frac{VH}{F} \frac{dH}{d\rho} \right) = FV \cosh \frac{2\rho}{k}. \quad (40)$$

Хорошим упражнением для студента является доказать, что для всякого решения системы уравнений (38), (39), (40) выполняется следующее равенство:

$$\frac{d}{d\rho} \left(\frac{VH^2}{F} \right) = FV \sinh \frac{2\rho}{k}. \quad (41)$$

Мы будем решать здесь эту систему при условии

$$FV = C = const. \quad (42)$$

При этом условии система упрощается и приводится к следующему виду:

$$\frac{d}{d\rho} \left(H^2 \frac{dV^2}{d\rho} \right) = 0, \quad (43)$$

$$\frac{d^2 H}{d\rho^2} - \frac{H}{k^2} = 0, \quad (44)$$

$$\frac{d^2}{d\rho^2} \left(V^2 H^2 \right) = 2 C^2 \cosh \frac{2\rho}{k}. \quad (45)$$

Из (43) и (44) находим, что

$$\frac{dV^2}{d\rho} = \frac{B^2}{H^2}, \quad (46)$$

$$H = Pk \sinh \frac{\rho + \hat{\rho}}{k}, \quad (47)$$

где B^2, P и $\hat{\rho}$ — константы интегрирования. Следовательно,

$$V^2 = N - \frac{B^2}{kP^2} \coth \frac{\rho + \hat{\rho}}{k}, \quad (48)$$

где N — еще одна константа интегрирования.

Из (47) и (48) следует, что

$$V^2 H^2 = \left(NP^2 k \sinh \frac{\rho + \hat{\rho}}{k} - B^2 \cosh \frac{\rho + \hat{\rho}}{k} \right) k \sinh \frac{\rho + \hat{\rho}}{k}. \quad (49)$$

Дифференцируя эту функцию, находим

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\rho} (V^2 H^2) &= NP^2 k \sinh 2(\xi + \hat{\xi}) - B^2 \cosh 2(\xi + \hat{\xi}), \\ \frac{d^2}{d\rho^2} (V^2 H^2) &= 2NP^2 \cosh 2(\xi + \hat{\xi}) - 2\frac{B^2}{k} \sinh 2(\xi + \hat{\xi}), \end{aligned}$$

где

$$\xi = \frac{\rho}{k}, \quad \hat{\xi} = \frac{\hat{\rho}}{k}. \quad (50)$$

Сравнивая полученный результат с уравнением (45), заключаем, что константы интегрирования должны удовлетворять следующим условиям:

$$\begin{aligned} NP^2 \cosh 2\hat{\xi} - \frac{B^2}{k} \sinh 2\hat{\xi} &= C^2, \\ NP^2 \sinh 2\hat{\xi} - \frac{B^2}{k} \cosh 2\hat{\xi} &= 0. \end{aligned}$$

Отсюда находим

$$B^2 = C^2 k \sinh 2\hat{\xi}, \quad NP^2 = C^2 \cosh 2\hat{\xi}. \quad (51)$$

Подставляя эти значения в (49), находим

$$V^2 H^2 = C^2 k^2 \sinh(\xi + \hat{\xi}) \sinh(\xi - \hat{\xi}). \quad (52)$$

Теперь, учитывая (42) и (47), находим гравитационную метрику в виде

$$\begin{aligned} g_{ab} dx^a dx^b &= \\ &= F^2 d\rho^2 + H^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) - V^2 dt^2 = \\ &= P^2 k^2 \left[\Xi^{-1} d\xi^2 + \sinh^2(\xi + \hat{\xi}) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] - C^2 P^{-2} \Xi dt^2, \end{aligned} \quad (53)$$

где

$$\Xi = \frac{\sinh(\xi - \hat{\xi})}{\sinh(\xi + \hat{\xi})}. \quad (54)$$

На больших расстояниях от источника, то есть при больших значениях ξ , гравитационная метрика (53) должна асимптотически приближаться к фоновой метрике, а именно, к метрике

$$k^2 d\xi^2 + k^2 \sinh^2 \xi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) - c^2 dt^2. \quad (55)$$

Отсюда следует, что

$$C = c, \quad P = \exp(-\hat{\xi}). \quad (56)$$

Рассматривая нерелятивистский предел, получаем

$$\sinh 2\hat{\xi} = 2 \frac{\gamma M}{kc^2} . \quad (57)$$

Заметим, что фоновую метрику (55) можно рассматривать как нулевое приближение к гравитационной метрике (53). Первым приближением к метрике (53) является метрика

$$k^2 d\xi^2 + k^2 \sinh^2 \xi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) - (c^2 + 2U)dt^2 , \quad (58)$$

где

$$U = \frac{\gamma M}{k} \left(1 - \coth \frac{\rho}{k} \right) . \quad (59)$$

Вторым приближением к метрике (53) является метрика

$$k^2 d\xi^2 + k^2 \sinh^2 \xi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) - c^2 dt^2 - \\ - \frac{2U}{c^2} \left[k^2 d\xi^2 + k^2 \sinh^2 \xi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) + c^2 dt^2 \right] . \quad (60)$$

Литература

1. Лобачевский Н.И. — Новые начала геометрии с полной теорией параллельных (1835–1838). Полное собрание сочинений. М.-Л.: Гостехиздат, 1949, т.2, с.159.
2. Черников Н.А. — ЭЧАЯ, 1992, т.23, вып.5, с.1155.
3. Боголюбов Н.Н. — Квазисредние в задачах статистической механики (1961). Избранные труды в трех томах. Киев: Наукова думка, 1971, т.3, с.174.
4. Черников Н.А. — Математика. Изв. вузов, 1994, т.2 (381), с.60.
5. Манов С. — ЭЧАЯ, 1999, т.30, вып.5, с.1211.
6. Черников Н.А. — ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.3, с.772.
7. Честертон Г.К. — Век без психологии. Из сборника «Заметки со стороны о новом Лондоне и еще более новом Нью-Йорке». В кн.: Писатель в газете. М.: Прогресс, 1984, с.254.
8. Фок В.А. — Теория пространства, времени и тяготения. М.: Гостехиздат, 1955.



УДК 539.14

ON THE FERMI-SURFACE DYNAMICS OF ROTATING NUCLEI**V.G.Kartavenko^{1,3}, I.N.Mikhailov¹, T.I.Mikhailova², P.Quentin³**

Generalized virial theorems are written for rotating nuclear systems with intrinsic currents. A set of dynamical equations of motion for angular momentum, inertia and pressure tensors is obtained to study the collective vortical modes (e.g., modes including the Kelvin circulation) in nuclear excitation and reaction processes.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR and Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, CNRS-IN2P3, Gradignan, France.

О динамике ферми-поверхности вращающихся атомных ядер**В.Г.Картавенко, И.Н.Михайлов, Т.И.Михайлова, Ф.Кантен**

Сформулированы обобщенные вириальные теоремы для вращающихся ядерных систем при наличии внутренних вихревых потоков. Получена система динамических уравнений движения для тензоров углового момента, момента инерции и давления с целью изучения коллективных вихревых мод возбуждения (в том числе с ненулевой циркуляцией Кельвина) в ядерных реакциях и процессах возбуждения атомных ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова ОИЯИ и Центре по изучению атомного ядра, Градигнан, Франция.

Recent studies of collective nuclear motion (see, e.g., [1], [2]) show the limitations of theoretical models dealing only with the coordinates describing the distribution of nuclear matter in space (such as electric multipole moments). The motion of nuclear surface is of course accompanied by the currents of matter, i.e., by a rearrangement of the particles momenta. However, the role of the quantities determining the distribution of particles in momentum space depends on the dynamical conditions. It means that some of them must be acknowledged as generalized coordinates kinematically independent of the coordinates of a geometrical nature. One possible way to incorporate into the theory such quantities was proposed in [3] in which the method of "virial theorems" initiated by Chandrasekhar [4] was suggested for the study of nuclear multipole giant resonances and then generalized to the motion of large amplitude for the study of nuclear fusion reaction [5].

¹Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna

²Laboratory of Nuclear Problems, JINR, Dubna

³CENBG, CNRS-IN2P3, Gradignan, France

In the above-quoted references, the rotational motion was not considered. For a rotating system of nucleons the single-particle Wigner distribution function loses its spherical symmetry in phase space due to the implementation of collective currents. Not only the shape of a composite nuclear system, and its density distribution, but also the pressure tensor become spherically asymmetrical. The importance of an explicit dynamical treatment of the latter anisotropy has been pointed out in papers dealing with the fission [6] and fusion reactions [2].

Nuclear collective vortical motion may differ drastically from a traditional case of a uniform rigid rotation with a constant angular velocity $\vec{\Omega}$. Namely a local vorticity within the rotating frame $\vec{\zeta}(\vec{r}, t) \equiv \text{rot}\vec{v}(\vec{r}, t) \neq 2\vec{\Omega}$ may appear. This naturally leads to an intrinsic vorticity concept. Its usefulness in nuclear physics has been pointed out by various authors [7] and some connections of these modes with current research in mesoscopic systems [8] and nonlinear excitations [9] have been drawn.

In this paper we suggest the following way to analyze possible dynamical effects associated with the intrinsic vorticity. Within the mean-field approximation, we analyze the evolution of one-body Wigner phase-space distribution function of the full many-body wave function. We will follow the well-developed scheme using as the starting point the Vlasov equation for the Wigner phase-space distribution function [10]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial V}{\partial \vec{r}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = I_{\text{rel}}, \quad (1)$$

with a "relaxation term" I_{rel} added to the kinetic equation to describe dissipation effects. The quantity $V(\vec{r}, t)$ is the self-consistent single-particle potential which is assumed here to be local, m is the mass of nucleon.

Out of the Wigner distribution function, virials at different orders can help one to extract useful physical information from the total phase space dynamics. Integrating the initial kinetic equation (1) over the momentum space with different polynomial weighting functions of the \vec{p} variable one comes, as is well known [3], [4], [11], to an infinite chain of equations for local collective observables including the density, collective velocity, pressure and an infinite set of tensorial functions of the time and space coordinates, which are defined as moments of the distribution function in the momentum space:

- the particle $n(\vec{r}, t) \equiv \int d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t)$, and the mass $\rho(\vec{r}, t) = m n(\vec{r}, t)$ densities,
- the collective current and velocity of nuclear matter

$$\rho(\vec{r}, t) \vec{u}(\vec{r}, t) = \int d\vec{p} \vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t),$$

- the pressure tensor and the energy and momentum transfer tensors of different orders

$$\mathbb{P}_{ij}(\vec{r}, t) = \frac{1}{m} \int d\vec{p} q_i q_j f(\vec{r}, \vec{p}, t), \quad q_i \equiv p_i - m u_i,$$

$$\underbrace{\mathbb{P}_{ij..k}}_n(\vec{r}, t) = \frac{1}{m^{n-1}} \int d\vec{p} \underbrace{q_i q_j \dots q_k}_n f(\vec{r}, \vec{p}, t),$$

- and the integrals related to relaxation terms

$$\int d\vec{p} I_{\text{rel}} = 0, \quad \int d\vec{p} \vec{p} I_{\text{rel}} = 0,$$

$$\mathbb{R}_{ij} \equiv \frac{1}{m} \int d\vec{p} q_i q_j I_{\text{rel}}, \quad \dots$$

Truncating this chain at order two in \vec{q} one arrives at the "fluid dynamical" level of description of nuclear processes.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} (u_k \rho) = 0, \quad (2)$$

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} + \sum_k \frac{\partial \mathbb{P}_{ik}}{\partial x_k} + \frac{\rho}{m} \frac{\partial V}{\partial x_i} + \rho (\Omega_i \sum_k \Omega_k x_k - \Omega^2 x_i)$$

$$+ \rho \sum_{s,j} \varepsilon_{isj} (2\Omega_s u_j + \frac{d\Omega_s}{dt} x_j) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{D\mathbb{P}_{ij}}{Dt} + \sum_k \left(\mathbb{P}_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \mathbb{P}_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \mathbb{P}_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)$$

$$+ 2 \sum_{s,m} \Omega_m (\varepsilon_{jms} \mathbb{P}_{is} + \varepsilon_{ims} \mathbb{P}_{js})$$

$$+ \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} \mathbb{P}_{ijk} = \left(\frac{\partial \mathbb{P}_{ij}}{\partial t} \right)_{\text{rel}}, \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial \mathbb{P}_{ij}}{\partial t} \right)_{\text{rel}} \equiv \frac{1}{m} \int d\vec{p} q_i q_j I_{\text{rel}},$$

where the usual notation $\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \sum_k u_k \frac{\partial}{\partial x_k}$ is introduced for the operator giving the material derivative, or the rate of change at a point moving locally with the fluid. The hydrodynamical set of Eqs. (2-5) describes an evolution of a rotating nuclear system. We consider two frames of reference with a common origin: an inertial frame, (X_1, X_2, X_3) , and a moving frame, (x_1, x_2, x_3) . Let $x_i = \sum_{j=1}^3 \mathbb{T}_{ij} X_j$ be the linear transformation that relates the coordinates,

\vec{X} and \vec{x} , of a point in two frames. The orientation of the moving frame, with respect to the inertial frame, will be assumed to be time dependent. Since $\mathbb{T}_{ij}(t)$ must represent an orthogonal transformation, the vector

$$\Omega_i = \frac{1}{2} \sum_{j,k,m} \varepsilon_{ijk} \left(\frac{d\mathbb{T}}{dt} \right)_{jm} \mathbb{T}_{mk}^+$$

represents a general time-dependent rotation of the \vec{x} frame with respect to the inertial frame.

Let us define integral collective "observables" (the integrals over the whole phase space of one nucleon containing the distribution function appropriately weighted), namely an inertia tensor $\mathbb{J}_{ij}(t)$, the dynamical part of the angular momentum $L_i(t)$, the integral pressure tensor $\Pi_{ij}(t)$ defined as

$$\begin{aligned}\mathbb{J}_{ij} &\equiv \int d\vec{x} x_i x_j \rho, & \Pi_{ij} &\equiv \int d\vec{x} \mathbb{P}_{ij}, \\ L_k &\equiv \sum_{i,j} \varepsilon_{kij} \int d\vec{x} \rho x_i u_j.\end{aligned}$$

The dynamics in terms of the latter "observables" is expressed by a set of virial equations in the rotating frame

$$\begin{aligned}\frac{d^2}{dt^2} \mathbb{J}_{ij} &+ \sum_k \Omega_k (\Omega_i \mathbb{J}_{jk} + \Omega_j \mathbb{J}_{ik}) - 2\Omega^2 \mathbb{J}_{ij} \\ &+ 2 \sum_{s,k} \Omega_s \int d\vec{r} \rho u_k (\varepsilon_{isk} x_j + \varepsilon_{jsk} x_i) \\ &+ 2\mathbb{W}_{ij} - 2\mathbb{K}_{ij} - 2\Pi_{ij} \\ &+ \sum_{s,k} \frac{d\Omega_s}{dt} (\varepsilon_{isk} \mathbb{J}_{kj} + \varepsilon_{jsk} \mathbb{J}_{ki}) = 0, \\ \frac{dL_k}{dt} &+ \sum_{i,j,m} \varepsilon_{kji} \Omega_i \Omega_m \mathbb{J}_{jm} - 2 \sum_s \Omega_s \int d\vec{r} \rho u_k x_s \\ &- \sum_s \frac{d\Omega_s}{dt} \mathbb{J}_{ks} + \frac{d}{dt} (\Omega_k \sum_j \mathbb{J}_{jj}) = 0, \\ \frac{d}{dt} \Pi_{ij} &+ \mathbb{F}_{ij} + 2 \sum_{s,k} \Omega_s (\varepsilon_{isk} \Pi_{kj} + \varepsilon_{jsk} \Pi_{ki}) = \mathbb{R}_{ij}, \\ \mathbb{F}_{ij} &\equiv \sum_k \int d\vec{r} \left(\mathbb{P}_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \mathbb{P}_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right),\end{aligned}$$

where the tensors of collective kinetic and potential energies, and the relaxation tensor are

$$\begin{aligned}\mathbb{K}_{ij} &= \int d\vec{x} u_i u_j \rho, & \mathbb{W}_{ij} &= \int d\vec{x} x_j \frac{\partial V}{\partial x_i} n, \\ \mathbb{R}_{ij} &\equiv \int d\vec{x} \left(\frac{\partial \mathbb{P}_{ij}}{\partial t} \right)_{\text{rel}} x_i x_j.\end{aligned}$$

The above equations constitute a starting point for the study of the stationarity conditions and dynamical properties of rotating nuclear systems. They provide a formal framework within which the coupling of the deformations in the \vec{r} space and in the \vec{p} space can be explicitly worked out. The development of a collective model on the basis of such equations is currently in progress.

This work has been performed as a IN2P3–JINR collaboration (#97–30). The corresponding financial support is gratefully acknowledged.

References

1. Samsøen D., Quentin P., Mikhailov I.N. — *Phys.Rev.*, 1999, v.C60, p.014301-1 and refs. quoted therein.
2. Mikhailov I.N., Mikhailova T.I., Di Toro M., Giu Do Dang. — *Nucl.Phys.*, 1998, v.A641, p.64.
3. Balbutsev E.B., Mikhailov I.N. — In: *Collective Nuclear Dynamics*, ed. R.V. Jolos, Nauka, Leningrad, 1990, p.3.
4. Chandrasekhar S. — *Elliptical Figures of Equilibrium*, Dover, New-York, 1987.
5. Mikhailov I.N., Yuldashbaeva E.Kh., Piperova J., Libert J. — *Nucl.Phys.*, 1994, v.A574, p.593;
Mikhailova T.I., Mikhailov I.N., Giu Do Dang. — *JINR Rap.Comm.*, 1997, No.6(86)-97, p.31.
6. See, e.g., Ayik S., Suraud E., Stryjewski J., Belkacem M. — *Z.Phys.*, 1990, v.A337, p.413.
7. See, e.g., Mikhailov I.N., Quentin P., Samsøen D. — *Nucl.Phys.*, 1997, v.A627, p.259 and references quoted therein.
8. Lévy L.P., Dolan G., Dunsmuir J., Bouchiat H. — *Phys.Rev.Lett.*, 1990, v.64, p.2074;
Mailly D., Chapelier C., Benoit A. — *Phys.Rev.Lett.*, 1993, v.70, p.2020.
9. Kartavenko V.G. — *J.Phys.*, 1993, v.G19, p.L83;
Kartavenko V.G., Gridnev K.A., Maruhn J., Greiner W. — *J.Phys.*, 1996, v.G22, p.L19.
10. Wigner E.P. — *Phys.Rev.*, 1930, v.40, p.749.
11. Rosensteel G. — *Ann.Phys.*, 1988, v.186, p.230.

Received on January 28, 2000.

УДК 538.91

ГРУППЫ СИММЕТРИИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК**В.Л.Аксенов, Ю.А.Осипьян*, В.С.Шахматов**

Исследована структура, и предложены группы симметрии различных типов углеродных нанотрубок. Углеродные нанотрубки типа зигзаг (zigzag), $(n, 0)$, n — целое число, имеют две группы симметрии, D_{2nh}^1 и D_{2nh}^2 , для нечетного и четного n , соответственно. Трубки типа ступеньки (armchair), (n, n) , имеют также две группы, D_{2nh}^3 и D_{2nh}^4 , которые изоморфны предыдущим группам, но отличаются от них основным вектором трансляции вдоль оси трубки. Нанотрубки общего типа (n, m) ($n > m$ и $m \neq 0$) имеют группы симметрии $D_N^{n', m'}$, в случае если $N = 2(n^2 + m^2 + nm)/(n - m)$ — целое число, а целые числа n' и m' определяют основной вектор трансляции.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка ОИЯИ.

Symmetry Groups of Carbon Nanotubes**V.L.Aksenov, Yu.A.Ossipyan, V.S.Shakhmatov**

The structure of carbon nanotubes of different types is investigated, and the symmetry groups of them are proposed. A carbon nanotube of zigzag type, $(n, 0)$, where n is an integer number, has the D_{2nh}^1 symmetry group or D_{2nh}^2 group for odd or even n , respectively. Tube of armchair type, (n, n) , has also two groups, D_{2nh}^3 and D_{2nh}^4 , for odd or even n , respectively. The latter groups are isomorphic to previous ones but are different from them by the translation vector along axis of the tube. A nanotube of general type (n, m) ($n > m$ and $m \neq 0$) has the symmetry group $D_N^{n', m'}$ if the number $N = 2(n^2 + m^2 + nm)/(n - m)$ is an integer. The basic translation vector in this case is defined by the numbers n' and m' .

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

В последние годы наблюдается значительный интерес к исследованию углеродных нанотрубок (УНТ). Это связано как с их интересными физическими свойствами, так и с большими возможностями технических применений, например, в наноэлектронике. Отдельная УНТ обладает либо металлической, либо полупроводниковой проводимостью в строгой зависимости от величины радиуса трубки или угла спиральности [1]. Природа этих зависимостей в настоящее время не ясна.

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл.

Хорошо известно, что для описания физических свойств любых объектов существенную помощь оказывает знание их симметрии. Однако полный симметричный анализ УНТ до сих пор не проведен. В настоящей работе исследованы структура и условия совместности трансляционной и поворотной симметрии УНТ.

Определим трубку следующим образом. Рассмотрим плоскость, обладающую некоторой дискретной трансляционной симметрией. Эта симметрия задается двумя основными неколлинеарными векторами a_1 и a_2 (см. рис. 1). Любой вектор трансляции $R = na_1 + ma_2$ определяется в базисе векторов $\{a_1, a_2\}$ двумя числами (n, m) . Трубка также полностью определяется вектором R , т.е. двумя числами (n, m) в выбранном базисе $\{a_1, a_2\}$. Например, УНТ (3,1) получается с помощью «склеивания» двух разрезов плоскости вдоль пунктирных линий так, чтобы точки O и A совпали, а та же процедура «склеивания» двух других разрезов плоскости, при совпадении точек O и A' , приводит к УНТ (4,2) (см. также [2]).

На рис. 2а показана структура УНТ (4,2). Как видно из рис. 2а, трубку (4,2) можно построить с помощью «наматывания на стержень» двух углеродных нитей вдоль направления a_1 или четырех углеродных нитей вдоль другого направления a_2 (см. рис. 1 и 2). Из такого построения следует, что в цилиндрической системе координат $\{\varphi, \rho, z\}$, где угол φ отсчитывается от оси X (см. рис. 2), симметрию трубки можно попытаться описать на основе циклической группы дискретных поворотов с элементом группы $(\varphi | \tau)$, где φ — поворот на некоторый конечный угол вокруг оси Z , а τ — сопутствующий вектор трансляции вдоль оси Z . Радиус трубки ρ УНТ (n, m) определяется из формулы

$$\left(\frac{2\pi}{a}\rho\right)^2 = (n^2 + m^2 + nm), \tag{1}$$

где a — длина базисного вектора a_1 (или a_2).

Рассмотрим одну из наиболее симметричных УНТ. На рис. 2б показана структура УНТ (2,2) типа ступеньки. Видно, что поворот на угол π вокруг оси Z , $C_2 = C_4^2 \equiv C_4 \cdot C_4$, и инверсия, I , являются элементами симметрии этой УНТ. Основной вектор трансляции, t ($|t| = a$), виден из рис. 2б. Имеется также элемент симметрии $(C_4 | t/2)$, составленный из поворота на угол $\pi/2$ вокруг оси Z и сопутствующего вектора $t/2$, и повороты вокруг четырех осей второго порядка, которые перпендикулярны оси Z . Эти оси обозначим $U_1, (U_2 | t/2), U_3$ и $(U_4 | t/2)$. Оси U_1 и U_3 параллельны осям X и Y декартовой системы координат, соответственно. Следовательно, структура группы симметрии УНТ (2,2) имеет вид

$$\{E, (C_4 | t/2), C_4^2, (C_4^3 | t/2)\} \otimes \{E, U_1, (U_2 | t/2), U_3, (U_4 | t/2)\} \otimes \{E, I\} \otimes \{E, t, \dots, t^k, \dots\}; \tag{2}$$

здесь E — тождественный элемент, \otimes — означает прямое произведение групп, элемент трансляции $t^k \equiv t \cdot t \cdot \dots \cdot t = kt$. Заметим, что поворотные элементы симметрии составляют точечную группу D_{4h} [3], поэтому обозначим группу симметрии УНТ (2,2) как D_{4h}^2 . Таким образом, группой симметрии любой четной УНТ типа ступеньки, $(2n, 2n)$, $n = 1, 2, 3, \dots$, является группа D_{4nh}^2 :

$$\{E, (C_{4n} | t/2), C_{4n}^2, \dots, (C_{4n}^{4n-1} | t/2)\} \otimes \{E, U_1, (U_2 | t/2), \dots, (U_{4n} | t/2)\} \otimes$$

$$\otimes \{E, I\} \otimes \{E, t, \dots, t^k, \dots\}; \quad (3)$$

здесь C_{4n} является поворотом на угол $\frac{\pi}{2n}$ вокруг оси Z .

Аналогичный анализ для нечетной УНТ типа ступеньки, $(2n + 1, 2n + 1)$, дает следующую структуру группы:

$$\begin{aligned} & \{E, (C_{2(2n+1)} | t/2), C_{2(2n+1)}^2, \dots, (C_{2(2n+1)}^{4n+1} | t/2)\} \otimes \\ & \otimes \{E, U_1, (U_2 | t/2), \dots, (U_{2(2n+1)} | t/2)\} \otimes \\ & \otimes \{E, (I | t/2)\} \otimes \{E, t, \dots, t^k, \dots\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Отметим, что в отличие от (3) инверсия в (4) содержит сопутствующий элемент трансляции $t/2$, поэтому обозначим данную группу как $D_{2(2n+1)h}^1$.

Далее рассмотрим УНТ типа зигзаг, $(n, 0)$. Анализ структуры приводит к группам, которые являются изоморфными группам $D_{2(2n+1)h}^1$ и $D_{2(2n)h}^2$, однако в данном случае основной вектор трансляции равен $\sqrt{3}t$, а сопутствующий вектор для поворотных элементов симметрии (и инверсии) равен $\frac{\sqrt{3}}{2}t$. Из-за различия в трансляционной симметрии обозначим эти группы симметрии $D_{2(2n+1)h}^3$ и $D_{2(2n)h}^4$, соответственно.

Далее рассмотрим симметрию УНТ (n, m) общего типа, где $n > m$ и $m \neq 0$, а угол спиральности Ψ (см. рис. 1) равен

$$\Psi = \arctan \left(\frac{m\sqrt{3}}{m + 2n} \right). \quad (5)$$

Так как инверсия меняет угол спиральности на противоположный, она не является элементом симметрии УНТ общего типа. Заметим здесь, что для УНТ типа ступеньки (n, n) угол спиральности $\Psi = \pi/6$, а трубка обладает симметрией по отношению к инверсии в результате того, что угол между базисными векторами a_1 и a_2 равен $\pi/3$.

Для УНТ (4,2) (см. рис. 2а) имеются следующие элементы симметрии:

$$\begin{aligned} & \{E, (C_{28} | \tau), (C_{28} | \tau)^2, \dots, (C_{28} | \tau)^{27}\} \otimes \{E, U_1, (U_2 | \tau), \dots, (U_{28} | \tau^{27})\} \otimes \\ & \otimes \{E, t, \dots, t^k, \dots\}, \end{aligned} \quad (6)$$

здесь $(C_{28} | \tau)$ — является образующим элементом циклической группы порядка 28, τ — является сопутствующим вектором трансляции, $|\tau| = a\sqrt{27/28}$, а t — основной вектор трансляции. В базисе векторов $\{a_1, a_2\}$ этот вектор записывается как $t = (n', m') = (4, -5)$. Целые числа n' и m' являются наименьшими по модулю целыми числами, которые удовлетворяют следующему уравнению

$$n'(2n + m) + m'(n + 2m) = 0. \quad (7)$$

Из формулы (7) следует, что целые числа n' и m' имеют разные знаки и что всегда имеется очевидное решение, $n' = (n + 2m)$ и $m' = -(2n + m)$, которое и будет требуемым решением, если числа $(n + 2m)$ и $(2n + m)$ не имеют общих множителей. Поворотные элементы симметрии (6) напоминают точечные группы D_n , которые используются в теории симметрии трехмерных кристаллов [3], поэтому группу симметрии УНТ (4,2)

можно обозначить как $D_{28}^{4,-5}$. Здесь нижний индекс указывает на порядок циклической подгруппы, а сложный верхний индекс определяет основной вектор трансляции (в базисе $\{a_1, a_2\}$) вдоль оси Z .

УНТ (n, m) , $n > m$ и $m \neq 0$, имеет следующие элементы симметрии:

$$\{E, (C_N | \tau), (C_N | \tau)^2, \dots, (C_N | \tau)^{N-1}\} \otimes \{E, U_1, (U_2 | \tau), \dots, (U_N | \tau^{N-1})\} \otimes \{E, t, \dots, t^k, \dots\}, \quad (8)$$

Порядок циклической подгруппы в (8) равен N , если N — целое число, $N = 2(n^2 + m^2 + nm)/(n - m)$, $|\tau| = a(n + m)\sqrt{\frac{3}{2N(n-m)}}$, $t = (n', m')$ — основной вектор трансляции, а наименьшие по модулю целые числа n' и m' удовлетворяют уравнению (7). Символ этой группы можно записать как $D_N^{n', m'}$.

Сформулируем полученные результаты. На основе анализа структуры УНТ предложены группы симметрии этих объектов. Поворотные элементы симметрии УНТ похожи на элементы точечных групп D_n и D_{nh} , которые хорошо известны в теории симметрии трехмерных кристаллов [3]. Однако в отличие от кристаллов, трансляционная симметрия УНТ является одномерной. УНТ $(n, 0)$ описываются группами симметрии D_{2nh}^1 или D_{2nh}^2 , а УНТ (n, n) — D_{2nh}^3 или D_{2nh}^4 , для нечетного и четного n , соответственно. УНТ общего типа (n, m) , $n > m$ и $m \neq 0$, описываются группами симметрии $D_N^{n', m'}$, если N — целое число, $N = 2(n^2 + m^2 + nm)/(n - m)$, а наименьшие по модулю целые числа n' и m' удовлетворяют условию $n'(2n + m) + m'(n + 2m) = 0$ и определяют основной вектор трансляции вдоль оси трубки, $t = (n', m')$.

Работа выполнена в рамках программы «Фуллерены и атомные кластеры», грант № 20002.

Литература

1. Wildoer J.W.G. et al. — Nature, 1998, v.391, p.59;
Odom T.W. et al. — Nature, 1998, v.391, p.62.
2. Dresselhaus M.S. — Nature, 1998, v.391, p.19.
3. Любарский Г.Я. — Теория групп и ее применение в физике. М.: Физматгиз, 1958.



XJ0000127

УДК 539.074

ИЗГОТОВЛЕНИЕ БОЛЬШИХ ОБРАЗЦОВ АЭРОГЕЛЯ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ В 37-ЛИТРОВОМ АВТОКЛАВЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

*Ю.К.Акимов, В.П.Зрелов, А.С.Моисеенко, А.И.Пузынин, С.В.Филин,
А.И.Филиппов, А.П.Фурсов, Ю.Н.Харжеев, А.И.Чурин,
К.Есенак*, Л.Кухта*, Я.Ружичка*, В.Файнор**

В специально оборудованном помещении Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ введен в действие 37-литровый автоклав, с помощью которого изготавливаются большие образцы аэрогеля диоксида кремния для радиаторов черенковских счетчиков. Были изготовлены несколько образцов аэрогеля как в форме диска диаметром 214 мм, толщиной 30 мм, так и в форме квадратных пластин размером $170 \times 170 \times 30$ мм и с показателями преломления соответственно $n = 1,064$ и $1,030$. Измеренное на космических частицах среднее число фотоэлектронов в черенковском счетчике с радиатором в форме диска с $n = 1,064$ составило ~ 5 .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Production of Large Samples of the Silica Dioxide Aerogel in the 37-Litre Autoclave and Test of its Optical Properties

Akimov Yu.K. et al.

37-litre autoclave for the production of the silica aerogel used as the Cherenkov counter radiators has been put into operation at the Laboratory of Nuclear Problems of JNR. Some silica aerogel samples of rectangle shape $170 \times 170 \times 30$ mm in size and cylindrical ones $D = 214$ mm, $H = 30$ mm in size with respective refractive indices $n = 1.030$ and 1.064 were fabricated. The measured mean number of the photoelectrons produced by the cosmic particles in the Cherenkov counter with $n = 1.064$ aerogel as a radiator turned out to be about 5.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение многих лет аэрогель диоксида кремния (аэрогель) успешно используется в черенковских счетчиках в качестве радиатора [1]. Это обусловлено прежде всего

*Университет им. Коменского, Братислава

величинами его показателя преломления $n = 1,007 - 1,1$, что является промежуточным между значениями n таких радиаторов, как сжатые газы и криогенные жидкости.

В настоящей работе приводятся результаты, достигнутые при изготовлении больших образцов аэрогеля в 37-литровом автоклаве, который был получен нами в рамках научно-технического сотрудничества из НИЯФ г. Болоньи, Италия. Автоклав был установлен в специально оборудованном лабораторном помещении.

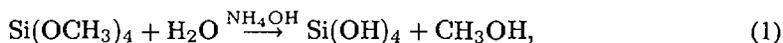
Проведены несколько операций сушки алкогеля, в результате которых изготовлены образцы аэрогеля толщиной 30 мм в форме квадратных пластин площадью $170 \times 170 \text{ мм}^2$ с $n = 1,030$ и диска диаметром $\phi 214$ мм с $n = 1,064$. При их изготовлении широко использовался опыт, накопленный нами при работе на однолитровом автоклаве [2].

Проведены измерения прозрачности и показателей преломления образцов, а также среднего числа фотоэлектронов на космических частицах в аэрогелем черенковском счетчике.

2. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС ИЗГОТОВЛЕНИЯ АЭРОГЕЛЯ

Изготовление аэрогеля начинается с приготовления алкогеля диоксида кремния с помощью ортокремниевой кислоты $\text{Si}(\text{OH})_4$, которая благодаря своей нестабильной природе легко полимеризуется и конденсируется в двуокись кремния в форме коллоидных частиц, образуя гель. Сама же $\text{Si}(\text{OH})_4$ получается при гидролизе тетраметоксисилана $\text{Si}(\text{OCH}_3)_4$. Так как последний в воде не растворяется, то его растворяют в метаноле CH_3OH . Для ускорения процесса образования геля используется катализатор NH_4OH .

Таким образом, гель диоксида кремния получается в реакциях:



Коллоидные частицы в реакции (2) представляют собой сферические образования из SiO_2 диаметром ~ 4 нм, соединенные между собой в цепочки посредством силоксановой (Si-O-Si) и гидроксильной (OH) связей в виде трехмерной сетки, образуя алкогель. Поры между частицами размером 40–100 нм заполнены метанолом и водой.

Непосредственно после реакции (2) алкогель довольно мягкий. Некоторое его затвердевание начинается спустя 1–2 часа после начала реакции (2), а полное — происходит за 7–10 дней. В течение всего этого времени алкогель в специальной форме из нержавеющей стали выдерживается под слоем метанола при комнатной температуре. При этом основная часть воды, содержащаяся в порах алкогеля, переходит в метанол.

Завершающим этапом процесса изготовления аэрогеля является сушка алкогеля, при которой из пор между частицами удаляются метанол и остатки воды. Чтобы сушка проходила без разрушения пористой структуры алкогеля из-за поверхностного натяжения и капиллярных сил, ее проводят при температуре и давлении, превышающих критическую точку метанола ($T_{\text{кр.}} = 240^\circ \text{C}$ и $P_{\text{кр.}} \approx 80 \text{ кг/см}^2$).

Такой процесс сушки проводится в специальном сосуде — автоклаве, в котором создаются эти условия. Устройство автоклава показано на рис. 1. Автоклав представляет собой цельнокованый толстостенный сосуд (толщина стенок сосуда ~ 75 мм) цилиндрической формы из нержавеющей стали, снабженный крышкой (2), уплотняемой 6 мм

прокладкой из алюминия. Внутренний диаметр автоклава составляет 300 мм, емкость — 37 л. Рабочее давление и температура внутри автоклава равны соответственно 120 кг/см^2 и 260°C .

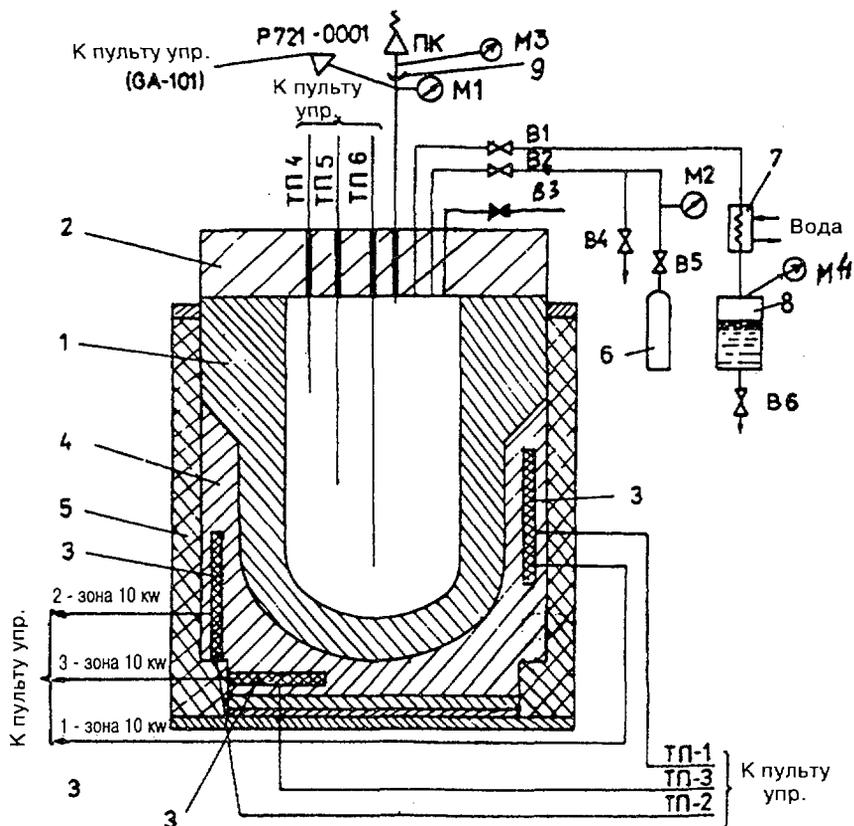


Рис. 1. Схема установки: 1 — корпус, 2 — крышка, 3 — печи (нагреватели), 4 — теплораспределитель, 5 — термоизоляция, 6 — баллон, 7 — теплообменник, 8 — сборник спирта, 9 — предохранительная мембрана, М1–М4 — манометры, В1–В6 — вентили, ПК — пружинный предохранительный клапан, Р721–0001 — электрический датчик давления

Снаружи на корпус автоклава (1) напрессована теплораспределяющая насадка из алюмосеребряного сплава (4), в которой на разных уровнях размещены нагреватели (3) и три термодпары. В трубках, сваренных на крышке, размещены еще три термодпары для измерения температуры внутри автоклава. Корпус автоклава помещен в теплоизоляционный кожух (5). В условиях работы автоклава распределение температуры внутри него было достаточно однородным.

На крышке автоклава установлена предохранительная арматура из последовательно расположенных мембраны (9) и пружинного клапана ПК. Здесь же смонтированы: вентиль В1 — дистанционный электроуправляемый клапан регулируемого сброса давления; манометр М1 и электрический датчик давления для измерения давления внутри авто-

клава; вентиль В2, через который автоклав продувается инертным газом из баллона (б) для вытеснения воздуха из объема автоклава до начала сушки и паров метанола после завершения сушки. Вытесняемый при этом газ через вентиль В3 сбрасывается в вентиляционную трубу.

Автоклав в соответствии с условиями и требованиями его эксплуатации был установлен в специально оборудованном помещении класса 1 Бв. Управление работой автоклава во время сушки производится обслуживающим персоналом из отдельного помещения.

После необходимых подготовительных работ проводится нагревание автоклава, т.е. сушка алкогеля. Типовой режим сушки приведен на рис. 2. Он был рассчитан на основании данных по изменению плотности и вязкости метанола в зависимости от температуры. При этом временной масштаб процесса был оптимизирован экспериментально на однолитровом автоклаве.

Весь процесс сушки занимает около 40 часов, по завершении его алкогель превращается в аэрогель. Были изготовлены три больших образца аэрогеля, два из которых имели форму квадратной пластины $170 \times 170 \times 30$ мм с показателем преломления $n = 1,030$ и один — форму диска с $\phi 214$ мм толщиной $t = 30$ мм с $n = 1,064$.

После проведения сушки в порах аэрогеля все еще остается небольшое количество метанола и воды. Для удаления их проводится еще один процесс — отжиг аэрогеля, при котором образец подвергается плавному нагреванию до 400°C и последующему охлаждению в течение ~ 10 часов.

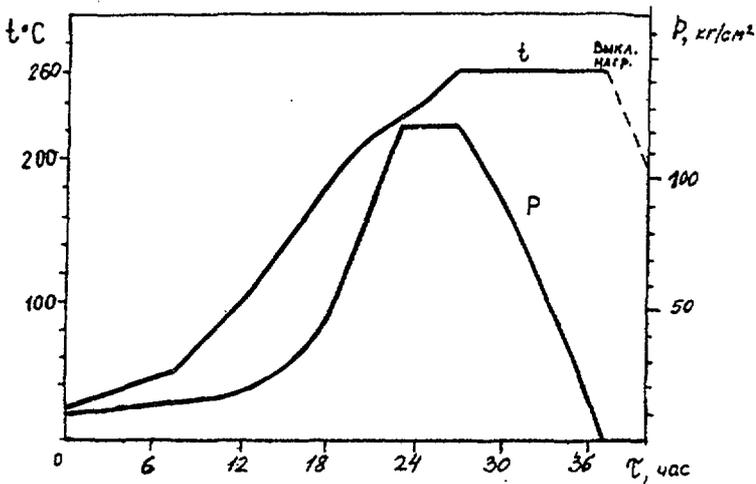


Рис. 2. Режим сушки алкогеля

3. ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АЭРОГЕЛЯ

Одной из важнейших характеристик аэрогеля как радиатора черенковских счетчиков является его показатель преломления n , который определяет пороговую кинетическую

энергию $E_{\text{пор}}$ заряженной частицы. В частности, при $n = 1,064$ $E_{\text{пор}}$ для π -, K -мезонов и протонов равны соответственно 281, 995 и 1891 МэВ. Показатель преломления n определяет также количество фотонов, излучаемых заряженной частицей в радиаторе. Знание его необходимо при проектировании черенковских счетчиков, поскольку он входит в формулу для расчетов ожидаемого числа фотоэлектронов N_e . Так, N_e в счетчике с длиной радиатора L равно [4]:

$$N_e = AL \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right). \quad (3)$$

Здесь β — скорость частицы; $A = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta(\lambda) \cdot \epsilon(\lambda, L) R(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2}$, где $\alpha = \frac{1}{137}$ — постоянная тонкой структуры; λ_1 и λ_2 — граничные длины волн области чувствительности используемого фотоумножителя (ФЭУ); η , ϵ , R — соответственно квантовая эффективность ФЭУ, коэффициент потери света в радиаторе, коэффициент отражения зеркала.

Показатель преломления образцов аэрогеля в форме квадратных пластин измерялся на гониометре ГС-5 традиционным методом по углу наименьшего отклонения и составил $n = 1,030 \pm 0,001$.

Для образца аэрогеля в форме диска использовался другой метод измерения n , основанный на полном внутреннем отражении (ПВО) луча (Ne—Ne)-лазера, направленного по касательной к боковой поверхности образца (рис. 3). Из этого рисунка нетрудно получить соотношение

$$n = n_1 / \sqrt{1 - (L/D)^2}, \quad (4)$$

где D — диаметр образца; L — длина хорды луча, испытавшего ПВО; n_1 — показатель преломления воздуха. В результате проведенных измерений было получено $n = 1,064 \pm 0,02$.

Важной характеристикой аэрогеля является его прозрачность. Для ее оценки на спектрометре СФ - 46 была измерена кривая пропускания света отоженным образцом аэрогеля в форме квадратной пластины. Фотография образца приведена на рис.4, а кривая пропускания — на рис. 5 (кривая 1). Для сравнения на последнем рисунке приведены также данные других работ [5–7]. Как видно, изготовленный нами образец обладает достаточно хорошей прозрачностью.

Рис. 3. Схема измерения показателя преломления на образце аэрогеля в форме диска ϕ 214 мм и $t = 30$ мм

Измерения среднего числа фотоэлектронов $\langle Ne \rangle$ проводились на космических частицах на установке, описанной в работе [3], основным элементом которой является черенковский счетчик, показанный на рис. 6. Черенковский счетчик располагался между двумя сцинтилляционными счетчиками, которые были включены на совпадения и выработывали «ворота» при прохождении через них космической частицы. Сигналы с аэрогелевого счетчика, попадавшие в эти «ворота», анализировались по амплитуде на персональном компьютере.

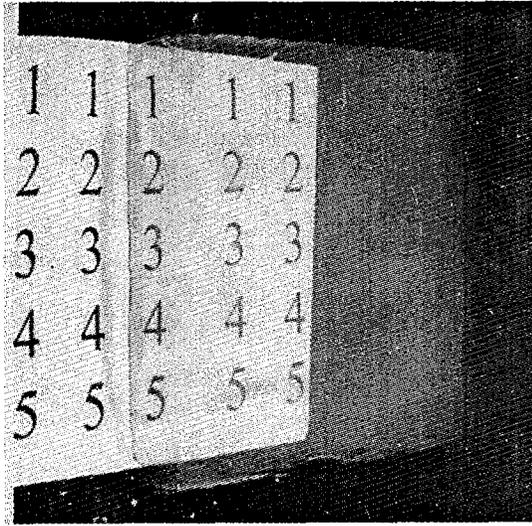


Рис. 4. Фотография отожженного образца в форме квадратной пластины $170 \times 170 \times 30$ мм с $n = 1,030$

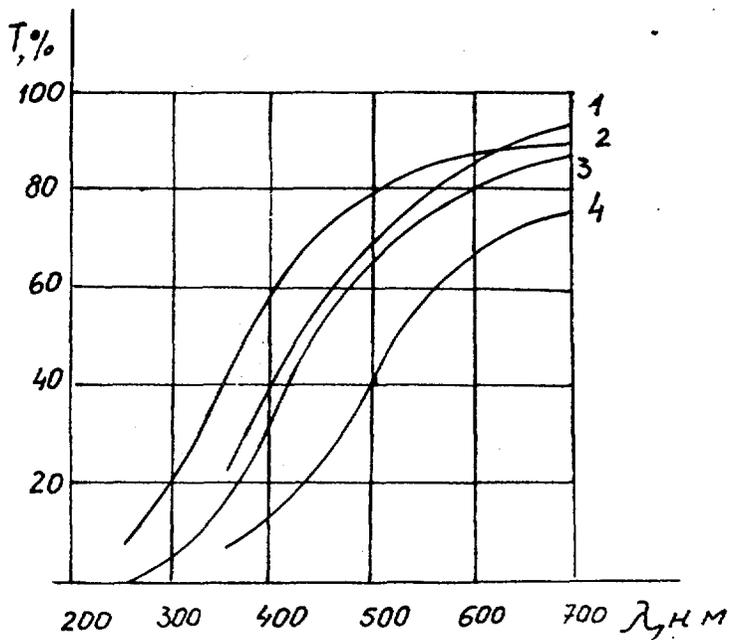


Рис. 5. Кривые пропускания света $T(\lambda)$ в зависимости от длины волны в разных образцах аэрогеля: 1 — наш образец $170 \times 170 \times 30$ мм, $n = 1,030$; 2 — образец из КЕК $t = 23,3$ мм, $n = 1,028$ [5]; 3 — образец из КЕК $t = 20$ мм, $n = 1,029$ [6]; 4 — образец из Airglass $t = 30$ мм, $n = 1,030$ [7]

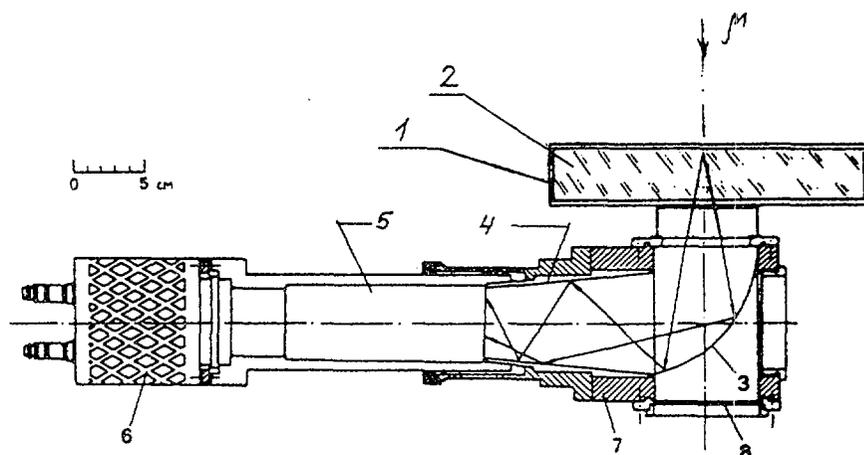


Рис. 6. Схема черенковского счетчика: 1 — алюминизированный майлар, 2 — аэрогель, 3 — цилиндрическое зеркало, 4 — коническое зеркало, 5 — фотоумножитель, 6 — кожух фотоумножителя, 7 — корпус счетчика, 8 — выходное окно

Конструкция черенковского счетчика была рассчитана на квадратные образцы площадью $70 \times 70 \text{ мм}^2$, поэтому при испытаниях образца больших размеров в алюминизированном майларе (1), которым был обернут этот образец (2), вырезались окна такой же площади: одно — напротив середины образца, и еще два — в периферийных областях со сдвигом относительно центра на $\pm 70 \text{ мм}$. Последние два окна использовались при измерении однородности световых выходов из образца.

Фотоны черенковского излучения, возникавшие в аэрогеле от космических частиц ($\sim 75\%$ которых составляют μ -мезоны), попадают на цилиндрическое (3) и далее коническое (4) зеркала и собираются на фотокатоде фотоумножителя ФЭУ ХР 4222В (5).

Измеренные таким образом спектры амплитуд сигналов с ФЭУ, детектировавшего свет от образца аэрогеля в форме диска, изображены на рис. 7а,б,в, при этом рис. 7а соответствует данным, полученным из центральной области, а два других рисунка — данным с периферии. Для сравнения на рис. 7г приводится спектр, полученный с малого образца диаметром 70 мм и толщиной 29 мм с $n = 1,054$, изготовленного в однолитровом автоклаве [2].

Калибровка каналов в этих спектрах производилась с помощью источника света слабой интенсивности, спектр импульсов которого приведен на рис. 8, где отчетливо видны 3 пика. Первый пик (левый) обусловлен пьедесталом, а второй и третий пики соответствуют регистрации одного и двух фотоэлектронов. Шаг между этими пиками составляет 35 каналов, что служило мерой для пересчета амплитуд спектров от аэрогеля в число фотоэлектронов.

Проведенный анализ показывает, что в черенковском счетчике с образцом $\phi 214 \text{ мм}$, $t = 30 \text{ мм}$ образуется в среднем 4,9 фотоэлектронов и что неоднородность светового выхода по площади образца не превышает $\pm 5\%$. Для счетчика с образцом $\phi 70 \text{ мм}$, $t = 29 \text{ мм}$ (N_e) оказалось равным 4,1. Однако такая разница в среднем числе фотоэлектронов вполне объяснима различием в показателях преломления n большого и малого образцов.

Действительно, если $\langle Ne \rangle = 4,1$ при $n = 1,054$, то при 1,064 формула (3) даст $\langle Ne \rangle = 4,8$.

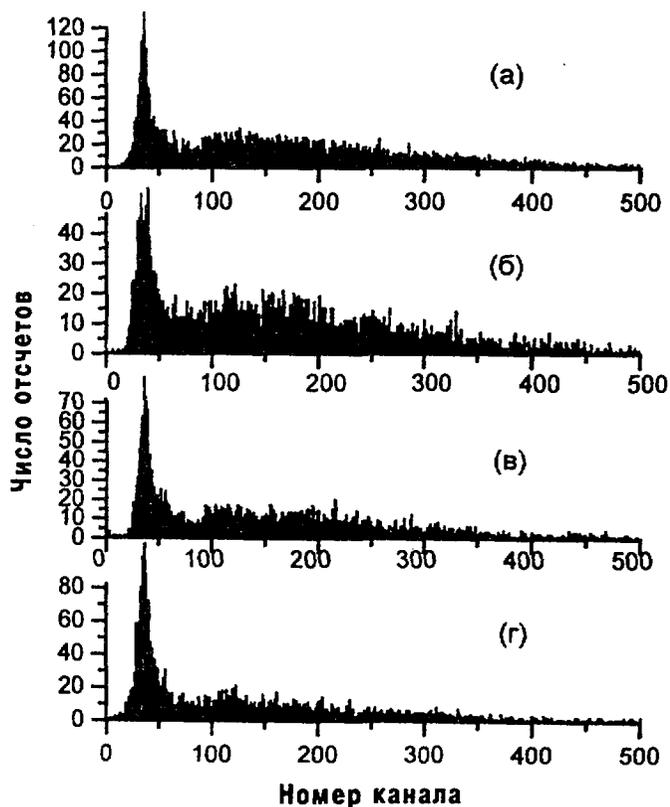


Рис. 7. Спектры сигналов от образца аэрогеля в форме диска $\phi 214$ мм, $t = 30$ мм с $n = 1,064$ из различных его областей: *a* — центральная область; *б* и *в* — периферийные области, сдвинутые относительно центра образца на ± 70 мм; *г* — спектр сигналов от малого образца аэрогеля размером $\phi 70$ мм, $t = 29$ мм с $n = 1,054$

Таким образом, различия в световых выходах большого и малого образцов практически нет.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В специально оборудованном лабораторном помещении установлен 37-литровый автоклав, в котором изготовлены несколько больших образцов аэрогеля в форме квадратных пластин размером $170 \times 170 \times 30$ мм с показателем преломления 1,030 и диска диаметром 214 мм и толщиной 30 мм с $n = 1,064$. Образцы аэрогеля обладают достаточно хорошей прозрачностью.

Среднее число фотоэлектронов, образуемых космическими частицами в черенковском счетчике с радиатором в форме диска, составило $\langle Ne \rangle = 4,9$. При этом световыход

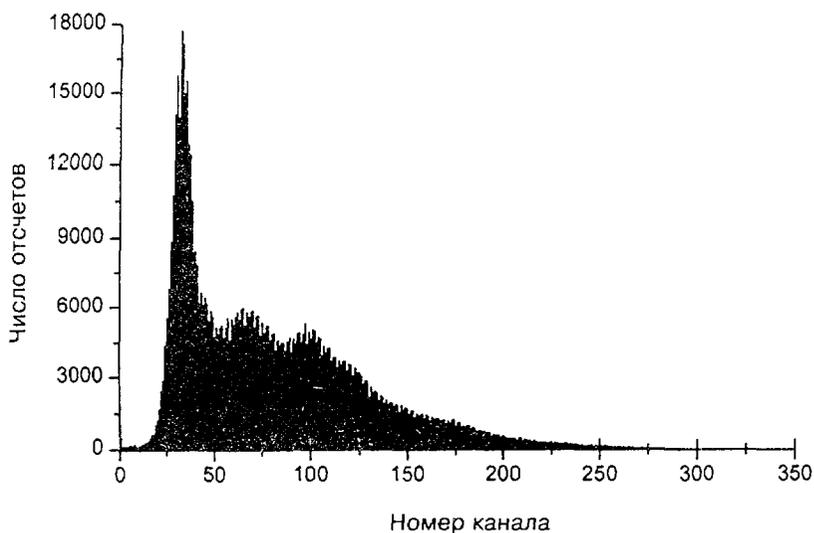


Рис. 8. Спектр сигналов от импульсного светового источника

из различных областей образца аэрогеля отличается не более чем на 5%.

Сравнение $\langle Ne \rangle$, полученных на большом и малом образцах, показывает, что световых выходов с этих образцов зависит только от показателя преломления и не зависит от площади поперечного сечения образца.

Авторы выражают благодарность В.Б.Бруданину, Ц.Д.Вьлову, Н.А.Русаквичу и П.Фрабетти за помощь в организации сотрудничества с НИЯФ г.Болонья, Италия, Л.М.Онищенко, В.Г.Сазонову, В.И.Смирнову, А.С.Щелчкову за помощь в создании лаборатории «Аэрогель», В.И.Комарову, А.В.Куликову и Н.А.Кучинскому за постоянный интерес и поддержку в проведении настоящей работы, А.Н.Графову, Н.И.Максимовой, В.В.Ракалю и Т.А.Тихановой за помощь в монтаже автоклава и проведении сеансов получения и сушки аэрогеля.

Литература

1. Cantin M. et.al. — NIM, 1974, v.118, p.177.
- Bonrdinaud M. et.al. — NIM, 1976, v.136, p.99.
- Benot M. et.al. — NIM, 1976, v.154, p.99.
- Hennig S., Svensson L. — Physica Scripta, 1981, v.23, p.697.
- Poelz G., Riethmüller R. — NIM, 1982, V.195, P.491.
- Poelz G. — NIM, 1986, v.A248, p.118.
- Kawai H. et.al. — NIM, 1985, v.228, p.314.
- Carlson P. — NIM, 1986, v.A248, p.110.
- Onuchin A. et.al. — NIM, 1992, v.A315, p.517.
- Asner D. et.al. — NIM, 1996, v.A374, p.286.
- Adachi I. et.al. — NIM, 1995, v.A355, p.390.

2. Филиппов А.И. и др. — Сообщение ОИЯИ Р13-96-165, Дубна, 1996.
3. Акимов Ю.А. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1998, №5 [91]-98, с.11..
4. Зрелов В.П. — Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий, М.: Атомиздат, 1968, ч.II, с.48.
5. Sumiyoshi T. et.al. — NIM, 1999, v.A433, p.385.
6. De Leo R. et.al. — NIM, 1997, v.A401, p.187.
7. Fields D.E.et. al. — NIM, 1994, v.A349, p.431.



XJ0000128

УДК 539.1.074.3

PRELIMINARY RADIATION RESOURCE RESULTS ON SCINTILLATING FIBERS

L.N.Zaitsev, V.A.Krasnov

New results of measurements of a relative light output in typical polysterene scintillators and fibers at continuous (4 years) cyclic irradiations with γ rays are presented. The record time (10 hours) of spontaneous recovery of the samples, to which antioxidants and photostabilizers were added instead of antirads, is obtained. Extrapolation of these results to the area of «gigarad radiation levels» indicates the possibility of using cheap scintillating fibers in future «spaghetti» calorimeters instead of quartz fibers. In this case, the energy resolution of hadrons improves from $150\% \sqrt{E} \oplus 6\%$ to $54\% \sqrt{E} \oplus 1.5\%$.

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

Предварительные результаты радиационного ресурса сцинтилляционных фибр

Л.Н.Зайцев, В.А.Краснов

Представлены новые результаты измерения относительного световыхода обычных полистирольных сцинтилляторов и спектросмещающих волокон (фибр) при длительных (4 года) циклических облучениях гамма-квантами. Получено рекордное время спонтанного восстановления (10 часов) образцов, в которых впервые были введены антиоксиданты и фотостабилизирующие добавки вместо антирадов. Экстраполяция этих результатов в область «гигарадовых радиационных уровней» указывает на возможность замены кварцевых фибр на дешевые сцинтилляционные фибры в калориметрах типа «спагетти». При этом энергетическое разрешение калориметра по адронам изменяется со $150\% \sqrt{E} \oplus 6\%$ до $54\% \sqrt{E} \oplus 1,5\%$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

SCINTILLATING FIBER PERFORMANCE

The fraction of energy deposited in the polymer and emitted as visible light, is approximately 3%. This corresponds to an emission of 10 photons for each keV of deposited energy. A minimum ionizing particle deposits 1.7 MeV/cm in polystyrene, and so approximately 1700 photons are emitted for a 1 mm fiber. Using the above 3.8% piping efficiency in each direction, we find that roughly 65 protons are piped in the fiber in each direction.

Attenuation effects in scintillating fiber are characterized by bulk absorption, Rayleigh scattering, and interface losses. The attenuation lengths have been measured to be as long as

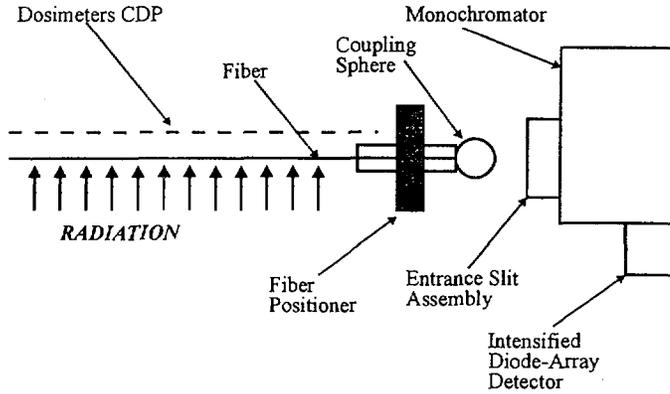


Fig. 1. Schematic view of monochromator system used for fiber attenuation studies

2 m in the spectral region around 425 nm. In order to optimize the waveguided properties of scintillating fiber, we must have precise technique to evaluate their performance. Attenuation studies are performed in order to measure attenuation as a function of wavelength where attenuation is described by:

$$\xi(\lambda, D) = \exp(-L\alpha(\lambda, D))R(\lambda, D)^{\tan\theta(L/D)}$$

with: D — the dose irradiation; λ — wavelength; α — the absorption coefficient; R — the reflection coefficient; L — the distance in the fiber from the point of excitation to the detector end; θ — the reflection angle for a given photon; d — the fiber diameter.

The system we use for these measurements is shown in Fig. 1. It consists of a monochromator coupled to intensified diode array detector head, the microchannel plate intensifier having a S-20 photocathode. Using a 147 groove/mm grating, this system gave approximately a 0.5 nm resolution/diode. The measurements were performed by exciting the fiber with a UV source in source positions from 10 cm to 2 m from the fiber end. Light from the fiber was coupled to the entrance optics of the monochromator with a spherical lens. This arrangement matched the numerical aperture of the fiber to that of the monochromator more closely. The procedure for parametrizing the attenuation fiber performance consisted of the measurement of the fluorescence distribution as a function of distance from the excitation point to the fiber end, the wavelength bin distribution of the data, the representation of a wavelength binned signal as a function of distance. Figure 2 shows the resulting fit of the parameters $\alpha(\lambda, D)$ and $R(\lambda, D)$.

The sample of SCSF 81 (Kuraray, Japan) fiber 1 mm in diameter contains an antiradiation component: 4-phenyl-3HF in an amount of 1%. Another PSM115 sample 1 mm in diameter, specially made by us, contains antioxidizing and photostabilizing components SSV [1]. The system of low activity γ -isotope sources and dosimeters (colour film) 75 microns thick was used for fiber irradiation as shown in Fig. 1. The dosimeters were calibrated on the α -, β - and γ -sources, and in a mixed field of radiation, as they were earlier tested in the WA-98 experiment (CERN) at 157.7 A GeV (Pb-Pb) [2]. In each exposure for ~ 1030 hours, a dose of no more than ~ 4 kGy for PSM115 and no more than ~ 8 kGy for SCNF81 was accumulated to reduce the influence of irreversible effects in polystyrene. The optical

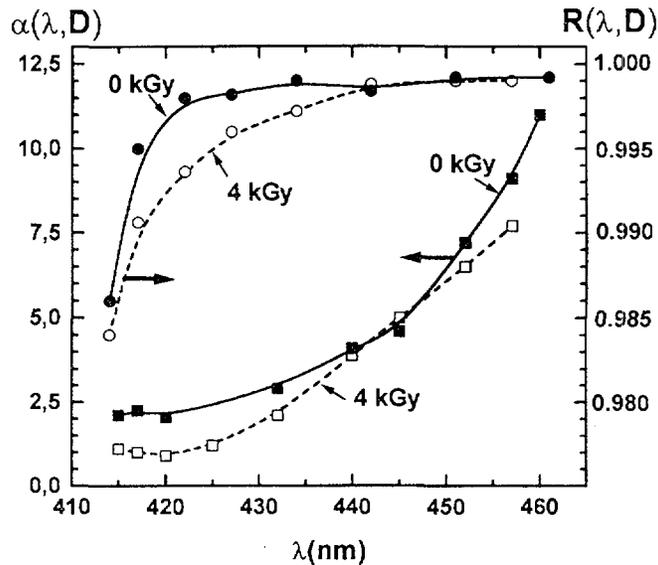


Fig. 2. Parameters $R(\lambda, D)$ and $\alpha(\lambda, D)$ measured in a fiber SCSF81 tube sample

parameters were measured during recovery when the γ -sources were removed outside the shield. The dosimeters were also removed, and their optical density (appropriate to dose) was measured by a SF-26 spectrophotometer. The 19 cycles (exposure/recovery) for RSM115 and 10 cycles for SCSF81 in total are conducted; the time of recovery is respectively 10-20 hours and 400 hours. The preliminary results of a measurement of relative light output (conversion effectiveness) in continuous (1) and cyclic (2) exposures and the absorbed dose are presented on Fig. 3. The results of an exposure of the tile/fiber calorimeter modules (Ref. 3, Appendix A) and spaghetti calorimeter [4] are presented for comparison in the same figure.

DETECTOR APPLICATIONS

Calorimeters based on fiber optics wires are widely used in a number of experimental set-ups in the field of high energy physics. Since the photon yield is quite large in most experiments, conventional photomultiplier tubes (PMT) can be used as a readout device. All scintillator calorimeters use a lead or steel heavy absorber to stop incident particles. The scintillator can be installed in a number of ways, usually using one of three principal geometries. The first one employs scintillator layers and absorber plates. The light produced in the plate is read out by a wavelength shifting fiber. This fiber is doped with dye that absorbs the scintillation light in the plate and then emits fluorescence photons, the fraction of which is piped along the readout fiber to the photodetector.

Using the superposition method [1], we get the dependence of the limiting dose $D_{lim} = f(D_{load}, \xi)$, where $\xi \sim (10-20\%)$ is the light loss after irradiation. The coefficient K_3 is calculated for the resource formula $t_r = K_3 (D_{lim} \setminus D_{load})$, if D_{lim} is determined from faster tests at $D_{load} \geq 10^2$ Gy/hour under irradiation with for the cyclic resource $t_R \gg t_r$.

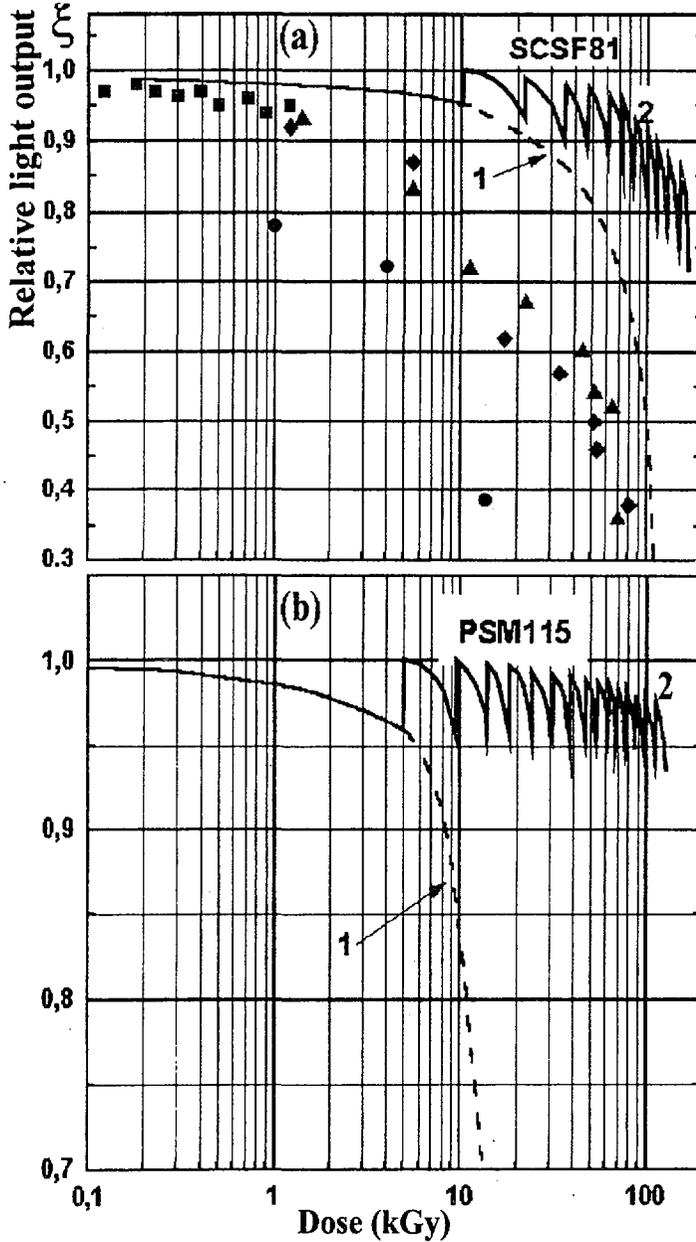


Fig. 3. The light output modification at $\lambda = 425$ nm for the samples of SCSF81 (a) and PSM115 (b) optical fiber types at continuous (1) and cyclical (2) exposure. Points of figure: for modules tile/fiber [3] — ■, ▲, ◆, — SCSF81/BCF91A (or Y7); for modules «spaghetti» — ● — Y7 [4]

In the case of LHC radiation, the loads in the detectors are $10^{-1} \div 10^{-4}$ and the values of K_3 are within $2 \times 10^{-2} \div 7 \times 10^{-4}$. This is explained by photoradiation oxidizing [2,5].

Very forward calorimeters (VFC) in the LHC CMS detector must cover the range of radiation loads from 10^{-1} Gy/h ($\eta = 2,5$) to 40 Gy/h ($\eta = 5$). Operation at such a high rapidity requires the use of calorimetry technique that is radiation resistant (D_{lim} at least 10^7 Cy). This can be accomplished through a quartz fiber calorimeter. In this calorimeter, light is produced by shower particles through the Cherenkov effect generating a signal shorter than 10 ns in duration. The energy resolution is [6,7]:

$$\sigma/E \cong 150\%/\sqrt{E} \oplus 6\%.$$

Extrapolation of the low bound of curve 2 in Fig. 3b for PSM115 at $\xi = (10 - 20)\%$ «gigard radiation level» gives $D_{lim} > 10^7$ Gy (Grad). This means that standard fibers can be used instead of quartz ones. However, it is necessary to use the new JINR Concept: rigid control of an irradiation dose and planning of breaks, when detectors recover their operating parameters [5]. In this work, the record time of recovery by 100 % for 10 hours is obtained at $D_{lim} = 4$ kGy, where antioxidants and photostabilizers were first used instead of «antirads».

The results [8] show that the energy resolution is comparable to standard value of the so-called spaghetti calorimeters (SCSF81/Pb 1:3.17):

$$\sigma/E \cong 54\%/\sqrt{E} \oplus 1,5\%.$$

To confirm the results for VFC, it is necessary to conduct cyclic exposures of the calorimeter module (PSM115/Pb) to γ -isotope sources and to verify the data of an accelerator beam.

CONCLUSIONS

In general, scintillating plastic optical fiber technology looks very promising for many detector applications in high energy physics. Some calorimeters have already been built.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors express their thanks to A.I. Malakhov, P.I. Zarubin, and V.S. Panasjuk for their support of this work and useful discussions.

References

1. Zaitsev L.N. — JINR Preprint P16-98-59, Dubna, 1998.
2. Astapov A.A. et al. — JINR Rapid Communications, 1996, No.3[77]-96, p.47.
3. HCAL-Project, CERN/LHCC 97-31, CMS TDR 3, 1997.
4. Afanasiev S.V. et al. — JINR Rapid Communications, 1991, No.5[51]-91, p.38.
5. Astapov A.A., Zaitsev L.N. — JINR Rapid Communications, 1996, No.5[7a]-96, p.35. (see also: JINR NEWS 4/96).

6. Anzivino G. et al. — Nucl.Instr.Meth., 1995, v.A 357, p.369.
7. ECAL Project, CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4, 1997.
8. Bertino M. et al. — Nucl.Instr.Meth., 1995, v.A 357, p.363.

Received on February 23, 2000.



УДК 53.083.722

МНОГОФАЗНЫЙ АЛГОРИТМ ДЛЯ ПРЯМОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВРЕМЯ–КОД С ВЫСОКОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ

И.Р.Русанов, И.Х.Атанасов*

Предложен новый алгоритм для измерения временных интервалов с высокой разрешающей способностью, основанный на применении многофазного счетно-импульсного метода преобразования время—код. Разрешающая способность при этом составляет $\pm T_e/2M$ для эталонного периода T_e квантующих тактовых импульсов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и Институте ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София.

A New Algorithm for the Direct Transformation Method of Time to Digital with the High Time Resolution

I.R.Rusanov, I.H.Atanassov

The new measurement algorithm for the converter of time to digital with the high time resolution is proposed. The time measurement is based on the multiphase direct transformation method. The new algorithm permits one to achieve the time resolution of $\pm T_e/2M$, for a clock-period of T_e .

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR and INRNE BAS, Sofia.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для современного физического эксперимента важны исследования, которые разрабатывают методы для статического анализа случайных последовательностей сигналов и создают измерительные системы автоматизированной обработки потоков данных. Создание методов и алгоритмов для определения статистических характеристик потоков сигналов предполагает поиск приемлемых процедур для обработки экспериментальной информации в реальном времени. Эти процедуры должны обеспечить заданную точность и высокую разрешающую способность измерения.

*ИЯИЭ БАН, София

В измерительной технике проблема точности возникает в связи с наличием факторов, которые оказывают влияние на измерительный процесс и являются неучтенными при оценке «рабочей характеристики» исследуемого процесса [1,3]. К влияющим факторам относится управление измерительным процессом и неконтролируемые воздействия [1,6]:

- ограниченное количество экспериментальных данных и продолжительность, доступные для наблюдения исследуемого процесса;
- внешние неконтролируемые воздействия, проявления которых имеют вероятностный характер;
- неточность сопоставления измеряемой величины с дискретной шкалой преобразования;
- крайнее значение и отклонение эталонов от номиналов.

В результате действия этих факторов измеряемая величина оценивается с ошибкой, которая является случайной величиной и вполне характеризуется своим законом распределения [3,6]. Оптимальное сопоставление множества оцениваемых реальных объектов $\{X_i\}_{i=1}^{\infty}$ с множеством эталонов $\{nE\}_{n=0}^N$ требует создания модели измерительного процесса, которая:

- учитывает источники измерительной ошибки и их влияние;
- обеспечивает средства и способы, ограничивающие влияние наиболее значительных источников ошибки.

2. СЧЕТНО-ИМПУЛЬСНЫЙ МЕТОД. ТОЧНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Задачи, связанные с измерением коротких временных интервалов (ВИ) и с изучением их распределения, возникают во многих физических экспериментах. В статистическом временном анализе определяется интенсивность во времени случайного потока сигналов, «генетически» связанного с заданным управляющим потоком. Для оценки неизвестной функции используется частота появления отдельных импульсов в зависимости от их временного положения относительно начала отсчета, задаваемого импульсами управляющего потока [2,3,4].

Для решения этих задач используются преобразователи время — код (ПВК). Измерения охватывают широкий диапазон от долей наносекунды до сотен микросекунд. При таком большом измерительном диапазоне по техническим и экономическим причинам нецелесообразно использовать универсальные приборы. Поэтому разработаны ПВК, которые предназначены для решения конкретных экспериментальных задач. Реализованные преобразователи время — код счетно-импульсного метода самые распространенные. Это определяется их широким измерительным диапазоном, возможностью преобразования в реальном масштабе времени, высокой надежностью и простотой конструкции, низкой стоимостью и однородностью дискретной шкалы преобразования. Основной ограничивающий фактор приложения этих преобразователей — точность преобразования, определяемая быстродействием существующей элементной базы.

2.1. Постановка оптимизационной задачи. Если $\{T_i\}_{i=1}^{\infty}$ — множество измеряемых временных интервалов, а $\{nT_c\}_{n=0}^N$ — дискретное множество математических моделей, которые описывают временные интервалы, то для идеального преобразователя время — код выражение [3,6]:

$$\{T_i\}_{i=1}^{\infty} \xrightarrow{U^*} \{nT_c\}_{n=0}^N \quad (1)$$

однозначно преобразует эти два множества с ошибкой

$$-T_e \leq \Delta \leq 0, \quad (2)$$

где U^* — идеальное управление измерительным процессом, а Δ — ошибка квантования, T_e — эталон.

Во время измерения в реальных условиях, в результате действия случайных внешних и внутренних факторов, формируется оценка измеряемого временного интервала с измерительной ошибкой. Из-за этой ошибки сформированная оценка может отличаться от оценки идеального ПВК. Разница между ними называется «добавленной ошибкой». На рис. 1 представлена временная диаграмма сопоставления измеряемого ВИ с дискретной шкалой. Оценка измеряемого временного интервала определяется из соотношения [3,6]:

$$\bar{T} = NT_e, \quad (3)$$

где N — количество целых периодов эталонной тактовой серии, заполнивших измеряемый интервал; T_e — среднее значение эталонного периода тактовых импульсов.

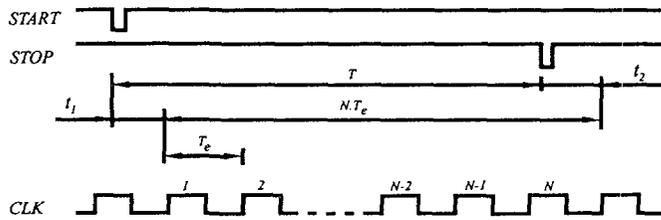


Рис. 1. Временная диаграмма сопоставления временного интервала с дискретной шкалой. T — измеряемый временной интервал, NT_e — оценка, t_1 и t_2 — соответственно неучтенная и добавленная части временного интервала, T_e — эталон

Измерительная ошибка в этом случае определяется из соотношения

$$\Delta = \bar{T} - T = NT_e - (NT_e + t_1 - t_2) = t_1 - t_2, \quad (4)$$

где t_1, t_2 — соответственно неучтенная и добавленная части временного интервала. Так как для этих частей измеряемого интервала всегда выполняется условие $0 \leq t_1, t_2 \leq T_e$, то для измерительной ошибки получается

$$-T_e \leq \Delta \leq T_e. \quad (5)$$

Следовательно, оценке NT_e соответствует каждый временной интервал, который является элементом следующего множества временных интервалов:

$$\Delta T_1 = [(N-1)T_e; (N+1)T_e] \xrightarrow{U} NT_e. \quad (6)$$

Для оценки $(N+1)T_e$ также равносильно выражение

$$\Delta T_2 = [NT_e; (N+2)T_e] \xrightarrow{U} (N+1)T_e. \quad (7)$$

Общая часть этих двух множеств ΔT_1 и ΔT_2 можно представить в виде

$$\Delta T = \Delta T_1 \cap \Delta T_2 = [NT_e; (N + 1)t_e]. \quad (8)$$

Последнее выражение показывает, что счетно-импульсное преобразование время — код оценивает каждый временной интервал двузначно:

$$T \xrightarrow{U} \bar{T} = \begin{cases} NT_e, \\ (N + 1)T_e. \end{cases} \quad (9)$$

Это происходит из-за случайного характера сопоставления измеряемого временного интервала с дискретной шкалой преобразования [3,6]. Следовательно, нужно управление измерительным процессом, которое обеспечивает минимальное влияние этого фактора. Чтобы довести измерительную ошибку до ошибки квантования, необходимо решить оптимизационную задачу:

$$U_{\text{opt}} = \arg \left\{ \min \left[\left\{ \Delta_i(u_i) \right\}_{i=1}^K \right] \right\}, \quad (10)$$

где Δ_i — измерительная ошибка, $\{u_i\}_{i=1}^K$ — множество допустимых вариантов управления, U_{opt} — оптимальное управление измерительным процессом.

2.2. Многофазное счетно-импульсное преобразование. Измерительный процесс предполагает неизвестность измеряемого параметра. Конец измерения связан с формированием оценки с ошибкой, которая попадает в предварительно заданный диапазон. Основным источником измерительной ошибки счетно-импульсного метода преобразования время — код с несфазированной по началу ВИ эталонной импульсной серией является неточность сопоставления временного интервала с дискретной шкалой. Анализ процесса преобразования время — код показывает, что есть возможность уменьшить измерительную ошибку и довести ее до ошибки квантования, если [2,3]:

— к повторяющемуся временному интервалу во время каждого его измерения добавляется ВИ с изменяемой длительностью — $0 \leq t \leq T_e$;

— формируется множество оценок;

— в качестве оценки временного интервала выбирается та, которая имеет подавляющую частоту появления во множестве оценок.

Измерительный процесс при этих условиях для статистического временного анализа в экспериментальной физике можно реализовать при помощи счетно-импульсного преобразования с многофазным генератором [5]. В этом случае эталонные импульсные серии, которые формируют дискретную шкалу преобразования, имеют одинаковый эталонный период повторения T_e и импульсные серии, сдвинутые друг относительно друга по правилу

$$\phi_{i,j} = (i - j) \frac{T_e}{M}, \quad (11)$$

где i, j — количество импульсных серий ($i, j = [1 \dots M]$).

При сопоставлении каждого временного интервала с дискретными шкалами преобразования для его длительности формируется множество оценок $\{\bar{T}_i\}_{i=1}^M$. Из выражения (9) следует, что для каждого члена этого множества в силу выражения

$$T \xrightarrow{U} \bar{T} = NT_e \quad (12)$$

или

$$T \xrightarrow{U} \bar{T} = (N + 1) T_e. \quad (13)$$

Множество оценок составлено из двух подмножеств. Каждое подмножество имеет одинаковые элементы:

$$\{\bar{T}\}_{i=1}^N = \{\bar{T}_p = NT_e\}_{p=1}^K \cup \{\bar{T}_q = (N + 1) T_e\}_{q=M-K}^M. \quad (14)$$

Кроме этого, для каждой оценки измеряемого интервала и его длительности равносильны выражения:

$$T = NT_e + \Delta_1, \quad (15)$$

и

$$T = (N + 1) T_e - \Delta_2, \quad (16)$$

где Δ_1 и Δ_2 — измерительные ошибки. Из-за аддитивного характера измерительной ошибки оптимальную оценку \bar{T}_{opt} ВИ определяют по правилу

$$\bar{T}_{\text{opt}} = \left[\frac{\sum_{i=1}^M \bar{T}_i}{M} \right], \quad (17)$$

где $[x]$ обозначена целая часть x . В этом случае для измерительной ошибки получается

$$-T_e \leq \Delta \leq 0. \quad (18)$$

Если $P = [T_e(M - K)]/M$ — дробная часть выражения (17) и при выборе \bar{T}_{opt} следуют правилу

$$\bar{T}_{\text{opt}} = \begin{cases} \left[\frac{\sum_{i=1}^M \bar{T}_i}{M} \right], & \text{если } P \leq 0,5; \\ \left[\frac{\sum_{i=1}^M \bar{T}_i}{M} \right] + 1, & \text{если } P > 0,5; \end{cases} \quad (19)$$

то измерительная ошибка уменьшается до

$$\frac{T_e}{2} \leq \Delta \leq \frac{T_e}{2}. \quad (20)$$

В преобразователях время — код очень трудна реализация этих алгоритмов выбора оптимальной оценки. Осуществление операции сложения и деления требует больших аппаратных средств. Кроме этого, увеличивается время измерения временного интервала. С другой стороны, сохранение всех оценок и их передача в ЭВМ не всегда целесообразна и осуществима. Поэтому для эффективного приложения многофазного метода преобразования время — код необходим быстрый алгоритм для выбора оптимальной оценки.

Правую сторону выражения (17) можно представить в виде

$$\frac{\sum_{i=1}^M \bar{T}_i}{M} = NT_e + \frac{M-k}{M} T_e, \quad (21)$$

где k — количество оценок NT_e , $(M-k)$ — количество оценок $(N+1)T_e$, NT_e — целая часть, $[T_e(M-k)]/M$ — дробная часть.

Следовательно:

1. Вместо сложения и деления, чтобы реализовать оценки по выражению (17), необходимо выделить маленькую оценку и использовать ее как окончательную.

2. Оценку с подавляющим количеством можно определить из выражения

$$\bar{T}_{\text{opt}} = \begin{cases} NT_e, & \text{если } k \geq M-k, \\ (N+1)T_e, & \text{если } k < M-k. \end{cases} \quad (22)$$

В этом случае необходимо нечетное число каналов измерения.

Реализация подобных алгоритмов осуществляется при помощи сортировки элементов множества оценок. Для оптимальной оценки принимаются следующие элементы сортированного множества:

1. Элемент с порядковым номером $i = 1$; соответствует наименьшей из двух оценок.
2. Медиана множества, или член с порядковым номером

$$l = \frac{M}{2} + 0,5, \quad \text{если } M = 2l + 1, \quad (23)$$

имеющий подавляющее количество во множестве оценок.

3. ПРОГРАММНАЯ МОДЕЛЬ. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ. ТОЧНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

На рис. 2 представлена временная диаграмма работы многофазного счетно-импульсного метода преобразования время — код. Для определения разрешающей способности и точности преобразования мы создали компьютерную программу на языке «С». При помощи этой программы мы провели моделирование измерительного процесса по предложенному алгоритму. В качестве входных данных использовались:

- программно генерированный временный интервал;
- эталонный период тактовых импульсов — T_e ;
- количество каналов параллельной оценки генерированных ВИ — M ;
- шаг сдвига эталонных серий друг относительно друга — ϕ .

На выходе программы получались минимальная и максимальная ошибка преобразования время — код. Кроме этого, в программе есть возможность для формирования и запоминания в виде массива всех ошибок измерения временных интервалов.

В приводимой таблице имеются результаты проведенных тестов. Анализ результатов показывает, что:

- а) Измерительная ошибка сведена до следующих границ:

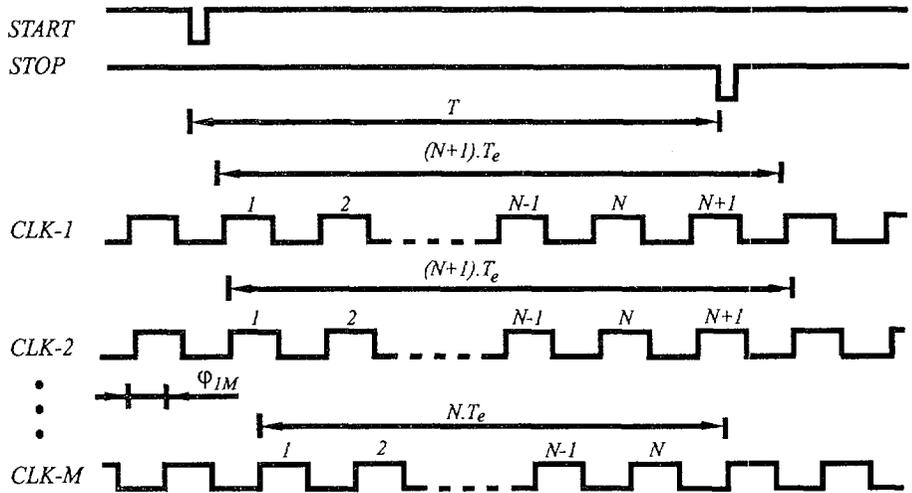


Рис. 2. Временная диаграмма сопоставления временного интервала с многофазной дискретной шкалой. T — измеряемый временной интервал, NT_e и $(N+1)T_e$ — оценки, ϕ_{1M} — сдвиг между шкалами

Таблица 1. Ошибка преобразования в зависимости от выбора оценки

| Количество шкалы для измерения временного интервала | Ошибка преобразования | |
|---|----------------------------------|------------------|
| | Наименьшая из полученных оценок | Медианная оценка |
| 1 | $T_e \leq \Delta \leq T_e$ | * |
| 2 | $-T_e \leq \Delta \leq 0,5T_e$ | * |
| 3 | $-T_e \leq \Delta \leq 0,33T_e$ | $\pm 0,66T_e$ |
| 4 | $-T_e \leq \Delta \leq 0,25T_e$ | * |
| 5 | $-T_e \leq \Delta \leq 0,2T_e$ | $\pm 0,6T_e$ |
| 6 | $-T_e \leq \Delta \leq 0,16T_e$ | * |
| 7 | $-T_e \leq \Delta \leq 0,14T_e$ | $\pm 0,57T_e$ |
| 8 | $-T_e \leq \Delta \leq 0,125T_e$ | * |
| 9 | $-T_e \leq \Delta \leq 0,11T_e$ | $\pm 0,55T_e$ |

— если для оценки временного интервала принимается наименьшая из полученных оценок, то:

$$-T_e \leq \Delta \leq \frac{T_e}{M}; \quad (24)$$

— при выборе оценки, которая имеет подавляющую частоту повторения во множестве оценок, измерительная ошибка определяется из выражения

$$-\frac{M+1}{2M}T_e \leq \Delta \leq \frac{M+1}{2M}T_e, \quad (25)$$

Литература

1. Розенберг В.Я. — Введение в теорию точности измерительных систем. М.: Советское радио, 1975.
2. Цитович А.П. — Ядерная электроника. М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Данилевич В.В., Чернявский А.Ф. — Временные измерения в физическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1984.
4. Мелешко Е.А. — Наносекундная электроника в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1987.
5. Никитюк Н.М. — Лекции для молодых ученых. Вып.42. Р1-87-909. Дубна, 1987.
6. Музыченко О.Н. — Измерительная техника. 1990, No.4, с.52.
7. Русанов И.Р., Атанасов И.Х. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1998, No.6[92], с.55.



УДК 539.1.074.3

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ АНАЛОГОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ СЧИТЫВАНИЯ ДЛЯ СИСТЕМЫ ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР УСТАНОВКИ HADES

Э.Бадура, Ю.В.Заневский, С.П.Черненко*

Описаны результаты разработки аналоговой электроники для системы дрейфовых камер установки HADES, созданной на основе специализированной микросхемы ASD-8. Число каналов усилителя-дискриминатора — 16, питание — ± 3 В, потребляемая мощность ~ 30 мВт/кан., разрешение пары импульсов — лучше 100 нс, печатная плата имеет размеры 40×90 мм. Для подавления помех во входном неэкранированном каптоновом кабеле используется второй дифференциальный вход усилителя. С помощью данной электроники в отладочных сеансах на пучке получены высокие пространственное разрешение ($\sigma \sim 65$) мкм и эффективность регистрации. Совместно с ГСИ, Дармштадт, организовано производство в промышленности около 32 тыс. каналов электроники.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Development and Design of Analogue Read-Out Electronics for HADES Drift Chamber System

E. Badura, Yu. V. Zanevsky, S. P. Chernenko

Results of the development of an analogue read-out electronics for the multicell drift chamber system of the HADES set-up are described. The electronics is based on the ASD-8 chip (ASIC). Main parameters of the final version are the following: the number of channels is 16, voltage supplies are ± 3 V, power dissipation is ~ 30 mW/ch., double pulses resolution < 100 ns, PCB dimensions are 40×90 mm. The second differential input of the amplifier is used for HF-noise suppression. A spatial resolution of ~ 56 μm (σ) has been obtained with this electronics during beam test. About 32000 channels have been produced in industry in collaboration with GSI, Darmstadt.

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

*ГСИ, Дармштадт

1. ВВЕДЕНИЕ

Трековая система установки HADES [1,2] представляют собой 4 «чаши», состоящие из 6 заполняемых смесью на основе гелия многослойных дрейфовых камер (MDC). Чаши расположены попарно: две внутри сверхпроводящего магнита, две — снаружи. Такая конструкция и необходимость обеспечить максимально возможный телесный угол регистрации частиц накладывает на электронику считывания, всего около 30 тыс. каналов, требование высокой плотности упаковки, $< 3,0 \text{ см}^2/\text{кан}$. Кроме того, здесь должны быть обеспечены: а) высокая точность регистрации ($\sim 100 \text{ мкм}$) и б) хорошее разрешение пары импульсов ($< 100 \text{ нс}$). Поэтому электроника считывания, состоящая из усилителей, формирующих цепей («шейперов») и дискриминаторов, должна:

- 1) базироваться на микросхемах высокой степени интеграции, включающих сложные шейперы;
- 2) потреблять малую мощность, $P_d < 50 \text{ мВт/кан.}$;
- 3) обеспечивать быстрый фронт усилителя и короткий импульс на входе дискриминатора.

Крайняя ограниченность площади для размещения электроники заставила резко сократить количество кабельных коммуникаций. Цифровая электроника кодирования (ВЦП и логика считывания) располагается на материнских платах непосредственно на камерах, а аналоговая электроника располагается на них в виде дочерних плат [1,3]. Данные с ВЦП, после подавления «нулей» (составляющих до 90% всей информации), передаются в DAQ по немногочисленным плоским кабелям. Подвод сигналов на вход усилителя осуществляется через плоские гибкие каптоновые кабели, поскольку использование более жестких (тем более экранированных) элементов передачи не представлялось возможным. В связи с этим возникли дополнительные проблемы: а) защиты входов усилителей от высокочастотных наводок, возникающих от работающей в непосредственной близости цифровой электроники (характерные параметры непрерывно генерируемых здесь импульсов опорного сигнала: амплитуда — до 5 В, фронт $\sim 2 - 4 \text{ нс}$); б) перекрестных наводок в соседних каналах и в) обеспечения качественной «земли» между камерой, аналоговой электроникой считывания и цифровой электроникой кодирования.

2. БАЗОВЫЙ ЭЛЕМЕНТ АНАЛОГОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

В качестве базового элемента нами была предложена и использована специализированная микросхема ASD-8 [4]. Микросхема состоит из 8 одинаковых каналов, каждый из которых содержит быстрый малощумящий усилитель, схему формирования коротких импульсов и дискриминатор. В состав шейпера входит схема отсечки «ионного хвоста», характерного для газовых проволочных детекторов. Эта микросхема, работающая от напряжения $\pm 3 \text{ В}$, отличается малой потребляемой мощностью $< 30 \text{ мВт/кан}$. Собственный фронт усилителя $\sim 6 \text{ нс}$, что обеспечивает хорошее временное разрешение, но при этом повышает чувствительность к наводкам. Однако наличие в микросхеме дифференциальной структуры всех звеньев канала предоставляет возможность существенно улучшить помехоустойчивость. Это качество оказалось в нашем случае исключительно полезным для уменьшения высокочастотных наводок на входные каптоновые кабели (неэкранированные, длиной от ~ 10 до 40 см) с выхода дискриминатора и от внешних высокочастотных помех.

3. УСИЛИТЕЛЬ-ФОРМИРОВАТЕЛЬ

Основные результаты были получены при разработке первой 8-канальной версии усилителя-дискриминатора, изготовленного в ОП ОИЯИ. Первые испытания, проведенные в ЛВЭ ОИЯИ на дрейфовой камере с конструктивными параметрами, близкими к MDC-2 (вторыми по величине), и продуваемой смесью на основе гелия, показали перспективность применения этой микросхемы для указанной задачи (устойчивая работа в реальных условиях, плато счетной характеристики не менее 200 В, импульсы после формирования имеют ширину по основанию < 50 нс) [5,6]. С помощью этой электроники были проведены первые испытания полномасштабного прототипа MDC-2 на пучке протонов в ГСИ [7]. Было получено высокое ($\sigma \sim 65$ мкм) пространственное разрешение и хорошая эффективность регистрации при использовании смеси на основе гелия с применением данной аналоговой электроники. В процессе дальнейшей проработки вопросов размещения камерной электроники выявилась необходимость значительно увеличить плотность размещения каналов. Это было реализовано в окончательной 16-канальной версии усилителя-формирователя (DB-16).

Схема DB-16 выполнена на печатной многослойной плате, имеющей размеры 40×90 мм, что составляет всего ~ 2 см²/кан. На сигнальном входе установлена защитная цепочка на основе диода BAV99. Второй дифференциальный вход усилителя соединен с «пустой» линией, идущей во входном кабеле параллельно с сигнальной, обеспечивая подавление синфазных помех. Выходные токовые импульсы с ASD-8 преобразуются в дифференциальный сигнал ($\pm 0,6$ В), требуемый по спецификации применяемых ВЦП, с помощью сопротивлений нагрузки и опорного напряжения. Дифференциальный характер выходного сигнала уменьшает наводку на вход усилителя и одновременно повышает точность срабатывания кодировщика. Поскольку выходной ток дискриминатора ограничен (~ 3 мА), были приняты меры для минимального увеличения входной емкости ВЦП за счет трассировки, чтобы предотвратить уменьшение амплитуды коротких выходных импульсов вследствие интегрирования. Указанная организация выходных цепей позволила обойтись без дополнительного выходного буфера, что было весьма важно, принимая в учет критические проблемы с плотностью монтажа и потребляемой мощностью. Для контроля за работой детектора на части плат организована схема мониторинга аналоговых сигналов по коаксиальному кабелю (рис. 1). Этот выход (разъем LEMO) может быть при необходимости использован для вывода сигнала «Общее ИЛИ», реализованного на плате на базе операционного усилителя LM7131, способного работать от низковольтного напряжения $+3$ В.

Основные параметры DB-16: число каналов — 16, собственные шумы — 1 фКл, фронт усилителя — 6 нс, передаточное сопротивление усилителя — ~ 70 кОм, потребляемая мощность — 30 мВт/кан., напряжение питания — ± 3 В, вход и выход — дифференциальные.

Платы усилителей-формирователей после комплексных испытаний были подготовлены совместно с ГСИ для «mass-production» и изготовлены фирмой «Stephan Electronics» в количестве ~ 32 тыс. каналов. Укомплектованные этой электроникой 2 модуля, MDC-1 и MDC-2, успешно проработали в 2 сеансах на пучке в ГСИ в сентябре и декабре 1999 г. Отмечена устойчивая работа, отсутствие увеличения шумов после интеграции этих детекторов в установку, и получена высокая эффективность ($\geq 98\%$) регистрации треков частиц.

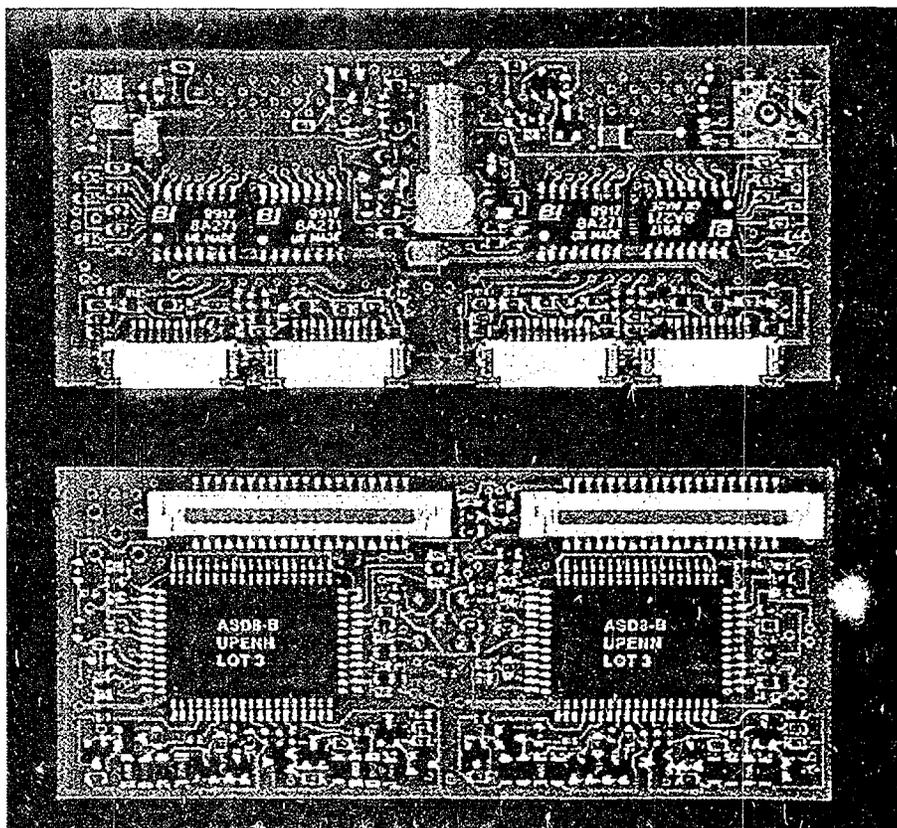


Рис. 1. 16-канальная плата аналоговой электроники DB-16 со схемой мониторинга сигналов по коаксиальному кабелю (вид сверху и снизу). Размер платы 40 × 90 мм

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л.П.Смыкову, О.В.Фатееву, С.Garabatos, С.Muentz, J.Stroth, J.Wustenfeld, P.Zumbruch за помощь в работе и полезные консультации, а также А.Е.Московскому за монтаж первых экземпляров 8- и 16-канальных усилителей-формирователей.

Литература

1. HADES. Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer. Draft. — GSI, Darmstadt, 1993.
2. HADES: Status and Progress Report (The HADES Collaboration) — GSI Sci. Report 1998 (GSI, May 1999), p.184.
3. Garabatos C., Karig W., Muentz C. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1998, v.A412, p.38.

4. Newcomer F.M., Tedja S., Van. Berg R. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1993, NS-40, No. 4, Part 1, p.630.
5. Chernenko S.P., Zanevsky Yu.V. — In: Proceedings of the HADES Workshop, NPI, Rez near Prague, Czech Republic, June, 12 -16, 1996.
6. Chernenko S.P., Fateev O.V., Zanevsky Yu.V. — JINR Preprint E17-97-60, Dubna, 1997, p.11.
7. Черненко С.П., Фатеев О.В., Заневский Ю.В. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1999, № 5,6[97]-99, с.22.

**УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ К СБОРНИКАМ
“КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ”, 1[93] – 5,6[97], 1999**

№1[93]

| | |
|---|----|
| А.М.Балдин О симметрии в современной физике (К столетию со дня рождения академика В.А.Фока) | 5 |
| А.Н.Алеев и др. Исследование парного рождения ϕ -мезонов нейтронами на серпуховском ускорителе | 14 |
| В.А.Бедняков Распады η -мезона на два лептона и суперсимметрия с нарушенной R -четностью. | 30 |
| В.К.Лукьянов и др. Зарядовые формфакторы и внутренняя структура альфа-кластеров ядра ^{12}C (На английском) | 38 |
| И.А.Голутвин и др. Повышение эффективности реконструкции мюонных треков в дубненском прототипе камеры ME1/1 для эксперимента CMS/LHC (На английском) | 48 |
| И.Тяпкин, Н.Зимин Исследование структурной функции фотона F_2^γ в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$ на LEP2 (На английском) | 56 |
| Р.Г.Бадалян, А.С.Галоян Вероятность реконструкции струй в $p\text{Au}$ - и AuAu - взаимодействиях для STAR RHIC (На английском) | 66 |
| А.В.Нестеров Высоковакуумный нераспыляемый газопоглотитель. | 72 |

№2[94]

| | |
|---|--|
| Л.С.Ажгирей и др. Процедура восстановления импульса для нефокусирующего спектрометра | |
|---|--|

| | |
|---|----|
| с широкопертурным анализирующим магнитом и неоднородным магнитным полем (На английском) | 5 |
| Н.А.Черников Задача о плотности нейтронов с изотропным источником | 16 |
| А.А.Балдин, Е.Н.Кладницкая, О.В.Рогачевский Анализ данных, полученных на пучках релятивистских ядер синхрофазотрона в экспериментах с 4 π -геометрией, на основе автоматического подхода | 20 |
| А.С.Галоян, В.В.Ужинский Рождение кумулятивных частиц в модели FRITIOF | 30 |
| И.Адам и др. Распад ^{152}Tb и переходы в ^{152}Gd с $E0$ -мультипольностями. | 37 |
| А.С.Артемов и др. Первый эксперимент по выводу релятивистских дейтронов из нуклотрона изогнутым кристаллом. | 46 |

№3[95]

| | |
|---|----|
| С.И.Сердюкова, М.Павлуш Дополнительные условия на собственные векторы при решении обратной задачи для двумерного уравнения Шредингера | 5 |
| В.П.Ладыгин Об абсолютной калибровке поляризации пучка дейтронов в ЛВЭ (На английском) | 12 |
| Л.С.Ажгирей и др. Определение векторной компоненты поляризации пучка дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ | 20 |
| М.С.Хвастунов Вейвлет-анализ: критерий достоверности выделения сигнала | 28 |
| О.С.Космачев Об асимптотике при инклюзивном рождении антиядер и ядерных фрагментов | 36 |
| В.Ф.Переседов и др. Использование нейтронного активационного анализа на реакторе ИБР-2 для решения задач атмосферного мониторинга | 43 |

| | |
|---|----|
| В.В.Кушпиль, С.А.Кушпиль, В.Петрачек Импульсный метод измерения температуры кремниевых детекторов (На английском) | 54 |
|---|----|

№4[96]

| | |
|--|---|
| В.И.Шаров и др. Измерения разности полных сечений $\Delta\sigma_L(np)$ при 1,59, 1,79 и 2,20 ГэВ (На английском) | 5 |
|--|---|

| | |
|--|----|
| А.И.Бондаренко, В.В.Ужинский К оценке угловых распределений двухзарядных спектаторных фрагментов в ядро-ядерных взаимодействиях при сверхвысоких энергиях (На английском) | 24 |
|--|----|

| | |
|---|----|
| Б.В.Батюня Результаты dE/dx анализа моделированных событий для силиконовой внутренней трековой системы установки ALICE ускорителя LHC (На английском) | 28 |
|---|----|

| | |
|--|----|
| Г.Шелков, И.Манджавидзе, А.Сисакян Процессы с большой множественностью (На английском) | 35 |
|--|----|

| | |
|--|----|
| Г.Шелков и др. Триггирование событий с большой множественностью с использованием калориметрии (На английском) | 45 |
|--|----|

| | |
|---|----|
| Д.Динев ORBIT-3.0 — компьютерная программа для моделирования и коррекции замкнутой орбиты и первого оборота в синхротронах (На английском) | 51 |
|---|----|

| | |
|---|----|
| П.М.Гопыч Определение характеристик памяти | 61 |
|---|----|

№5,6[97]

| | |
|--|---|
| И.Адам и др. Выходы нейтронодефицитных изотопов редкоземельных элементов в реакциях изотопов Мо с ионами ^{40}Ca (На английском) | 5 |
|--|---|

| | |
|--|----|
| Е.М.Кудрявцев и др. Наблюдение медленных компонентов солитоноподобной волновой структуры в массивном образце меди при возбуждении электронным пучком | 13 |
| С.П.Черненко и др. Разработка и исследование многослойных дрейфовых камер (MDC-2) с малым количеством вещества для внутренней части спектрометра HADES | 22 |
| В.И.Батин и др. Измерение температуры уранового образца, облучаемого вторичными нейтронами | 33 |
| Т.П.Топурия, М.Д.Шафранов Краевые эффекты в пропорциональной камере. Влияние диэлектрической рамки | 42 |
| Н.Амелин, М.Комогоров Объектно-ориентированный фреймворк для создания и использования генераторов событий взаимодействия частиц и ядер (На английском) | 52 |
| В.П.Дмитриевский, Н.В.Сергеева Уран-238 как источник получения энергии электроядерным методом | 85 |

JINR RAPID COMMUNICATIONS 1[93] — 5,6[97], 1999
CONTENTS

No.1[93]

| | |
|---|----|
| A.M.Baldin On Symmetry in Modern Physics (Dedicated to the 100th Anniversary of the Birth of Academician V.A.Fock) (In Russian) | 5 |
| A.N.Aleev et al. The Double ϕ -Meson Production Investigation on the Serpukhov Accelerator (In Russian). | 14 |
| V.A.Bednyakov Two-Leptonic η -Meson Decays and SUSY without R Parity (In Russian). | 30 |
| V.K.Lukyanov et al. Charge Form Factors and Alpha-Cluster Internal Structure of ^{12}C | 38 |
| I.A.Golutvin et al. Increasing of Muon-Track Reconstruction Efficiency in ME/1 Dubna Prototype for the CMS/LHC | 48 |
| I.Tyapkin, N.Zimin Study of the Photon-Structure Function F_2^{γ} in the Reaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{Hadrons}$ at LEP2 | 56 |
| R.G.Badalian, A.S.Galoyan Jets Reconstruction Possibility in pAu and AuAu Interactions at STAR RHIC | 66 |
| A.V.Nesterov High-Vacuum Nondispersable Gas Absorber (In Russian). | 72 |

No.2[94]

| | |
|--|---|
| L.S.Azhgirey et al. Momentum Reconstruction Procedure for a Nonfocusing Spectrometer with Wide-Aperture Analyzing Magnet and Nonuniform Field. | 5 |
|--|---|

| | |
|--|----|
| N.A.Chernikov A Problem about the Neutron Density with an Isotropic Source (In Russian). | 16 |
| A.A.Baldin, E.N.Kladnitskaya, O.V.Rogachevsky Analysis of Data from 4π Experiments on Relativistic Nuclei Beams at Dubna Synchrophasotron Based on Automodelity (In Russian). | 20 |
| A.S.Galoyan, V.V.Uzhinskii Production of the Cumulative Particles in the FRITIOF Model (In Russian). | 30 |
| J.Adam et al. Decay of ^{152}Tb and Transitions in ^{152}Gd with $E0$ Multipolarities (In Russian). | 37 |
| A.S.Artemov et al. First Experiment on Relativistic Deuteron Extraction from the Nuclotron with a Bent Crystal (In Russian). | 46 |

No.3[95]

| | |
|---|----|
| S.I.Serdyukova, M.Pavlush Additional Conditions on Eigenvectors in Solving Inverse Problem for Two-Dimensional Schrödinger Equation (In Russian) | 5 |
| V.P.Ladygin On an Absolute Calibration of Deuteron Beam Polarization at LHE | 12 |
| L.S.Azhgirey et al. Determination of the Vector Component of the Polarization of the JINR Synchrophasotron Deuteron Beam (In Russian). | 20 |
| M.S.Khvastunov Wavelet-Analysis: Criterion of Reliable Signal Selection (In Russian). | 28 |
| O.S.Kosmachev On Asymptotics in Inclusive Production of Antinuclei and Nuclear Fragments (In Russian). | 36 |

V.F.Peresedov et al.
 Use of Neutron Activation Analysis at the IBR-2 Reactor
 for Atmospheric Monitoring
 (In Russian). 43

V.V.Kushpil, S.A.Kushpil, V.Petráček
 Impulse Method for Temperature Measurement of Silicon Detectors 54

No.4[96]

V.I.Sharov et al.
 Measurements of the Total Cross Section
 Difference $\Delta\sigma_L(np)$ at 1.59, 1.79, and 2.20 GeV 5

A.I.Bondarenko, V.V.Uzhinskii
 To the Estimation of Angular Distributions of Double Charged
 Spectator Fragments in Nucleus-Nucleus Interactions at Superhigh Energies. 24

B.Batyunya
 Simulation dE/dx Analysis Results for Silicon Inner Tracking System
 of ALICE Set-Up at LHC Accelerator 28

G.Chelkov, J.Manjavidze, A.Sissakian
 High-Multiplicity Processes 35

G.Chelkov et al.
 Triggering of High-Multiplicity Events Using Calorimetry 45

D.Dinev
 ORBIT-3.0 — a Computer Code for Simulation and Correction
 of the Closed Orbit and First Turn in Synchrotrons 51

P.M.Gopych
 Determination of Memory Performance
 (In Russian). 61

No.5,6[97]

J.Adam et al.
 Yields of the Rare-Earth Neutron-Deficient Isotopes
 in the Reactions of Mo Isotopes with ^{40}Ca Ions. 5

E.M.Kudriavtsev et al.
Observation of Slow Components Solitonic-Type Wave Structure
Excited by e-Beam in Massive Copper Sample
(In Russian). 13

S.P.Chernenko et al.
Development and Investigation of Low-Mass Multilayer Drift Chambers
(MDC-2) for Inner Part of the HADES Spectrometer
(In Russian). 22

V.I.Batin et al.
Temperature Measurement of the Uranium Sample Irradiated with Secondary Neutrons
(In Russian). 33

T.P.Topuria, M.D.Shafranov
Edge Effects in Multiwire Proportional Chambers. The Influence of the Dielectric Frame
(In Russian). 42

N.Amelin, M.Komogorov
An Object-Oriented Framework for the Hadronic Monte-Carlo Event Generators 52

V.P.Dmitrievsky, N.V.Sergeeva
Uranium-238 as a Source for Electronuclear Power Production
(In Russian). 85

**ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ К СБОРНИКАМ
“КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИАИ” 1[93] — 5,6[97], 1999**

- | | | | |
|-------------------|--------------|-------------------|--------------|
| Абесалашвили Л.Н. | — №1, с.14 | Бугорский А.П. | — №1, с.14 |
| Агакишиев Г.Н. | — №5,6, с.22 | Будкин Л.В. | — №4, с.5 |
| Агустиньяк В. | — №2, с.5 | Буринов В.Ф. | — №4, с.5 |
| Адам И. | — №2, с.37 | Бушуев Ю.П. | — №4, с.5 |
| | — №5,6, с.5 | Варава А.В. | — №5,6, с.13 |
| Адьясевич Б.П. | — №4, с.5 | Владиминова Н.М. | — №5,6, с.33 |
| Ажгирей Л.С. | — №2, с.5 | Воеводин М.А. | — №2, с.46 |
| | — №3, с.20 | Волков В.И. | — №2, с.46 |
| | — №4, с.5 | | — №4, с.5 |
| Алеев А.Н. | — №1, с.14 | Вустенфельд Е. | — №5,6, с.22 |
| Амаглобели Н.С. | — №1, с.14 | Галоян А.С. | — №1, с.66 |
| Амелин Н. | — №5,6, с.52 | | — №2, с.30 |
| Анагностатос Г.С. | — №1, с.38 | Гангрский Ю.П. | — №5,6, с.5 |
| Анищенко Н.Г. | — №4, с.5 | Гапоненко А.Н. | — №1, с.14 |
| Антоненко В.Г. | — №4, с.5 | Гарабатос Ч. | — №5,6, с.22 |
| Антонов А.Н. | — №1, с.38 | Георгиев В.Г. | — №5,6, с.33 |
| Артемов А.С. | — №2, с.46 | Гешков И.М. | — №1, с.14 |
| Афанасьев С.В. | — №2, с.46 | Гиापitztakis Ж. | — №1, с.38 |
| Бадалян Р.Г. | — №1, с.66 | Гинис П. | — №1, с.38 |
| Бажанов Н.А. | — №4, с.5 | Глonti Л.Н. | — №5,6, с.22 |
| Баландин В.П. | — №1, с.14 | Голованов Л.Б. | — №4, с.5 |
| Балдин А.А. | — №2, с.20 | Голутвин И.А. | — №1, с.48 |
| Балдин А.М. | — №1, с.5 | Гонусек М. | — №2, с.37 |
| Баранов С.П. | — №1, с.14 | Гопыч П.М. | — №4, с.61 |
| Бартнев В.Д. | — №4, с.5 | Госткин М. | — №4, с.45 |
| Батин В.И. | — №5,6, с.33 | Граменицкий И.М. | — №1, с.48 |
| Батин Д.В. | — №5,6, с.33 | Григалашвили Т.С. | — №1, с.14 |
| Батюня Б.В. | — №4, с.28 | Гундорина С.Ф. | — №3, с.43 |
| Бедняков В.А. | — №1, с.30 | Гуревич Г.М. | — №4, с.5 |
| Белов М.В. | — №1, с.14 | Дауес Х. | — №5,6, с.22 |
| Блинов Н.А. | — №4, с.5 | Двалишвили Е.А. | — №1, с.14 |
| Бойко В.В. | — №2, с.46 | Дедов А.В. | — №5,6, с.13 |
| Бокемайер Г. | — №5,6, с.22 | Де Лескен А. | — №4, с.5 |
| Бондаренко А.И. | — №4, с.24 | Дзюбак А.П. | — №4, с.5 |
| Борзакос С.Б. | — №4, с.5 | Динев Д. | — №4, с.51 |
| Борзунов Ю.Т. | — №4, с.5 | Дмитриевский В.П. | — №5,6, с.85 |
| Борисов В.В. | — №5,6, с.33 | Долгий С.А. | — №4, с.5 |
| Борисов Н.С. | — №4, с.5 | Дробин В.М. | — №4, с.5 |
| Брагадиреану А. | — №1, с.14 | | — №5,6, с.33 |

- Павлуш М. — №3, с.5
 Пальчик В.В. — №1, с.14
 — №1, с.48
 Пантелеев Ц. — №4, с.5
 Пенионжкевич Ю.Э. — №5,6, с.5
 Переседов В.Ф. — №3, с.43
 Петрачек В. — №3, с.54
 Петров А.Г. — №5,6, с.22
 Печёнов В.Н. — №5,6, с.22
 Пилипенко Ю.К. — №4, с.5
 Писарев И.Л. — №4, с.5
 Пискунов Н.М. — №4, с.5
 Пицхелаури Т.Г. — №1, с.14
 Плис Ю.А. — №4, с.5
 Полунин Ю.П. — №4, с.5
 Понта Т. — №1, с.14
 Поташов С.Ю. — №1, с.14
 Потребеников Ю.К. — №1, с.14
 Преда Т. — №1, с.14
 Прокофьев А.Н. — №4, с.5
 Пронских В.С. — №2, с.37
 Распереза А.В. — №1, с.14
 Рогачевский О.В. — №2, с.20
 Романов С.В. — №2, с.46
 Рукояткин П.А. — №4, с.5
 Сайфулин Ш.З. — №2, с.46
 Светов А.Л. — №4, с.5
 Семашко С.В. — №5,6, с.33
 Сергеева Н.В. — №5,6, с.85
 Сердюкова С.И. — №3, с.5
 Сисакян А. — №4, с.35
 — №4, с.45
 Скрипничук А.Г. — №1, с.14
 Слепец Л.А. — №1, с.14
 Слунечка М. — №4, с.5
 Слунечкова В. — №4, с.5
 Смыков Л.П. — №5,6, с.22
 Спасков В.Н. — №1, с.14
 Спасов Л.С. — №5,6, с.33
 Спасова К. — №1, с.38
 Стариков А.Ю. — №4, с.5
 Стегайлов В.И. — №2, с.37
 — №5,6, с.5
 Стеценко С.Г. — №5,6, с.33
 Столетов Г.Д. — №3, с.20
 — №4, с.5
 Стрелкова Л.П. — №3, с.43
 Строковский Е.А. — №2, с.5
 Струнов Л.Н. — №4, с.5
 Сушков С.В. — №1, с.14
 Сюй Шувей — №5,6, с.5
 Таппрог С. — №4, с.45
 Таратин А.М. — №2, с.46
 Татишвили Г.Т. — №1, с.14
 Ткачёв А.Л. — №1, с.14
 Топурия Т.П. — №5,6, с.42
 Тяпкин И. — №1, с.56
 Ужинский В.В. — №2, с.30
 — №4, с.24
 Усов Ю.А. — №4, с.5
 Фари Л. — №2, с.5
 Фатеев О.В. — №5,6, с.22
 Федоров А.Н. — №4, с.5
 Фимушкин В.В. — №4, с.5
 Фингер М. — №4, с.5
 Фингер М. мл. — №4, с.5
 Хачатуров Б.А. — №4, с.5
 Хвастунов М.С. — №3, с.28
 Хинэ Й. — №5,6, с.22
 Христов П.З. — №1, с.14
 Христова Т.В. — №1, с.14
 Царенков А.П. — №2, с.46
 Цвинев А.П. — №4, с.5
 Цумбрух П. — №5,6, с.22
 Цупко-Ситников В.М. — №2, с.37
 — №5,6, с.5
 Чалоун П. — №2, с.37
 — №5,6, с.5
 Чвыров А.С. — №1, с.14
 Чепурнов В.Ф. — №5,6, с.22
 Черненко Л.П. — №4, с.5
 Черненко С.П. — №5,6, с.22
 Черников Н.А. — №2, с.16
 Черных Е.В. — №4, с.5
 Чжан Тианмей — №5,6, с.5
 Чжан Чен — №5,6, с.5
 Чиладзе Б.Г. — №1, с.14
 Чинаева В.П. — №3, с.43
 Шабунув А.В. — №2, с.46

- | | | | |
|---------------|--------------|--------------|--------------|
| Шаров В.И. | — №4, с.5 | Штрот И. | — №5,6, с.22 |
| Шафранов М.Д. | — №5,6, с.42 | Шутов В.Б. | — №4, с.5 |
| Шелков Г. | — №4, с.35 | Щевелев О.Н. | — №4, с.5 |
| | — №4, с.45 | Щедров В.А. | — №4, с.5 |
| Шилов С.Н. | — №4, с.5 | Юдин И.П. | — №1, с.14 |
| Шишов Ю.А. | — №4, с.5 | Якушев А.Б. | — №5,6, с.5 |
| Штельцер Г. | — №5,6, с.22 | Яната А. | — №4, с.5 |

AUTHOR INDEX, 1999

- | | | | |
|--------------------|----------------|-------------------|----------------|
| Abesalashvili L.N. | - No.1, p.14 | Burinov V.F. | - No.4, p.5 |
| Adam J. | - No.2, p.37 | Bushuev Yu.P. | - No.4, p.5 |
| | - No.5,6, p.5 | Căloun P. | - No.2, p.37 |
| Adiasevich B.P. | - No.4, p.5 | | - No.5,6, p.5 |
| Afanasiev S.V. | - No.2, p.46 | Chelkov G. | - No.4, p.35 |
| Agakishiev G.N. | - No.5,6, p.22 | | - No.4, p.45 |
| Aleev A.N. | - No.1, p.14 | Chepurinov V.F. | - No.5,6, p.22 |
| Amaglobeli N.S. | - No.1, p.14 | Chernenko L.P. | - No.4, p.5 |
| Amelin N. | - No.5,6, p.52 | Chernenko S.P. | - No.5,6, p.22 |
| Anagnostatos G.S. | - No.1, p.38 | Chernikov N.A. | - No.2, p.16 |
| Anischenko N.G. | - No.4, p.5 | Chernykh E.V. | - No.4, p.5 |
| Antonenko V.G. | - No.4, p.5 | Chiladze B.G. | - No.1, p.14 |
| Antonov A.N. | - No.1, p.38 | Chinaeva V.P. | - No.3, p.43 |
| Artemov A.S. | - No.2, p.46 | Chvyrov A.S. | - No.1, p.14 |
| Augustyniak W. | - No.2, p.5 | Daues H. | - No.5,6, p.22 |
| Azhgirey L.S. | - No.2, p.5 | Dedov A.V. | - No.5,6, p.13 |
| | - No.3, p.20 | De Lesquen A. | - No.4, p.5 |
| | - No.4, p.5 | Dinev D. | - No.4, p.51 |
| Badalian R.G. | - No.1, p.66 | Dmitrievsky V.P. | - No.5,6, p.85 |
| Balandin V.P. | - No.1, p.14 | Dolgi S.A. | - No.4, p.5 |
| Baldin A.A. | - No.2, p.20 | Drobin V.M. | - No.4, p.5 |
| Baldin A.M. | - No.1, p.5 | | - No.5,6, p.33 |
| Baranov S.P. | - No.1, p.14 | Du Jinzhou | - No.5,6, p.5 |
| Bartenev V.D. | - No.4, p.5 | Durand G. | - No.4, p.5 |
| Batin D.V. | - No.5,6, p.33 | Dvalishvili E.A. | - No.1, p.14 |
| Batin V.I. | - No.5,6, p.33 | Dzyubak A.P. | - No.4, p.5 |
| Batyunya B. | - No.4, p.28 | Emel'janchik I.F. | - No.1, p.14 |
| Bazhanov N.A. | - No.4, p.5 | Farhi L. | - No.2, p.5 |
| Bednyakov V.A. | - No.1, p.30 | Fateev O.V. | - No.5,6, p.22 |
| Belov M.V. | - No.1, p.14 | Fedorov A.N. | - No.4, p.5 |
| Blinov N.A. | - No.4, p.5 | Fimushkin V.V. | - No.4, p.5 |
| Boiko V.V. | - No.2, p.46 | Finger M. | - No.4, p.5 |
| Bokemeyer H. | - No.5,6, p.22 | Finger M. Jr. | - No.4, p.5 |
| Bondarenko A.I. | - No.4, p.24 | Galoyan A.S. | - No.1, p.66 |
| Borisov N.S. | - No.4, p.5 | | - No.2, p.30 |
| Borisov V.V. | - No.5,6, p.33 | Gangrsky Yu.P. | - No.5,6, p.5 |
| Borzakov S.B. | - No.4, p.5 | Gaponenko A.N. | - No.1, p.14 |
| Borzunov Yu.T. | - No.4, p.5 | Garabatos C. | - No.5,6, p.22 |
| Bragadireanu A. | - No.1, p.14 | Georgiev V.G. | - No.5,6, p.33 |
| Budkin L.V. | - No.4, p.5 | Geshkov I.M. | - No.1, p.14 |
| Bugorski A.P. | - No.1, p.14 | Giapitzakis J. | - No.1, p.38 |

- Ginis P. - No.1, p.38
 Glonti L.N. - No.5,6, p.22
 Golovanov L.B. - No.4, p.5
 Golutvin I.A. - No.1, p.48
 Gopych P.M. - No.4, p.61
 Gostkin M. - No.4, p.45
 Gramenitsky I.M. - No.1, p.48
 Grigalashvili T.S. - No.1, p.14
 Gundorina S.F. - No.3, p.43
 Gurevich G.M. - No.4, p.5
 Hehner J. - No.5,6, p.22
 Honusek M. - No.2, p.37
 Hristov P.Z. - No.1, p.14
 Hristova T.V. - No.1, p.14
 Ivanchenko I.M. - No.1, p.14
 Ivanchenko Z.M. - No.1, p.14
 Ivanov M.P. - No.5,6, p.5
 Janata A. - No.4, p.5
 Kadrev D.N. - No.1, p.38
 Kalinnikov V.G. - No.2, p.37
 Kapishin M.N. - No.1, p.14
 Karpenko N.N. - No.1, p.14
 Karpunin A.V. - No.4, p.5
 Kekelidze V.D. - No.1, p.14
 Kempter J. - No.5,6, p.22
 Khachaturov B.A. - No.4, p.5
 Khvastunov M.S. - No.3, p.28
 Kirillov A.D. - No.4, p.5
 Kladnitskaya E.N. - No.2, p.20
 Kochetkov A.A. - No.4, p.5
 Koenig W. - No.5,6, p.22
 Kojenkova Z.I. - No.1, p.14
 Kolomiets V.G. - No.4, p.5
 Komogorov M. - No.5,6, p.52
 Komov A.T. - No.5,6, p.13
 Kopadze M.V. - No.1, p.14
 Koren'kov V.V. - No.1, p.14
 Korolev V.S. - No.5,6, p.33
 Kosarev I.G. - No.1, p.14
 Kosmachev O.S. - No.3, p.36
 Kovalenko A.D. - No.2, p.46
 - No.4, p.5
 Kovalev A.I. - No.4, p.5
 Kozlov S.I. - No.2, p.46
 Kozlov V.A. - No.1, p.14
- Kretov Yu.A. - No.1, p.14
 Krivopustov M.I. - No.5,6, p.33
 Kudriavtsev E.M. - No.5,6, p.13
 Kulikov I.I. - No.2, p.46
 Kunne R.A. - No.2, p.5
 Kurilin A.S. - No.1, p.14
 Kushpil S.A. - No.3, p.54
 Kushpil V.V. - No.3, p.54
 Kuzmin E.S. - No.4, p.5
 Kuz'min N.A. - No.1, p.14
 Kvataдзе R.A. - No.1, p.14
 Ladygin V.P. - No.3, p.12
 - No.3, p.20
 - No.4, p.5
 Lazarev A.B. - No.4, p.5
 Lebedev N.A. - No.2, p.37
 Lehar F. - No.4, p.5
 Li Zhankui - No.5,6, p.5
 Loktionov A.A. - No.1, p.14
 Lomidze N.L. - No.1, p.14
 Lukhanin A.A. - No.4, p.5
 Lukyanov V.K. - No.1, p.38
 Lyubimov A.L. - No.1, p.14
 Madigojin D.T. - No.1, p.14
 Malinina L.V. - No.2, p.5
 Maniakov P.K. - No.4, p.5
 Manjavidze J. - No.4, p.35
 - No.4, p.45
 Markov B.N. - No.5,6, p.5
 Ma Ruichang - No.5,6, p.5
 Matafonov V.N. - No.4, p.5
 Mestvirishvili A.S. - No.1, p.14
 Mishinsky G.V. - No.5,6, p.5
 Moissenz P.V. - No.1, p.48
 Molokanova N.A. - No.1, p.14
 Morozov A.N. - No.1, p.14
 Movchan S.A. - No.1, p.48
 Muentz C. - No.5,6, p.22
 Neganov A.B. - No.4, p.5
 Nesterov A.V. - No.1, p.72
 Nikitina M.S. - No.4, p.5
 Nikobadze G.I. - No.1, p.14
 Nikolaevsky G.P. - No.4, p.5
 Nomofilov A.A. - No.4, p.5
 Ostrovnaya T.M. - No.3, p.43

- Palichik V.V. - No.1, p.14
 - No.1, p.48
 Panteleev Tz. - No.4, p.5
 Pavlush M. - No.3, p.5
 Pechenov V.N. - No.5,6, p.22
 Penionzhkevich Yu.E. - No.5,6, p.5
 Peresedov V.F. - No.3, p.43
 Petráček V. - No.3, p.54
 Petrov A.G. - No.5,6, p.22
 Pilipenko Yu.K. - No.4, p.5
 Pisarev I.L. - No.4, p.5
 Piskunov N.M. - No.4, p.5
 Pitskelauri T.G. - No.1, p.14
 Plis Yu.A. - No.4, p.5
 Polunin Yu.P. - No.4, p.5
 Ponta T. - No.1, p.14
 Potashov S.Yu. - No.1, p.14
 Potrebenikov Yu.K. - No.1, p.14
 Preda T. - No.1, p.14
 Prokofiev A.N. - No.4, p.5
 Pronskikh V.S. - No.2, p.37
 Raspezeza A.V. - No.1, p.14
 Rogachevsky O.V. - No.2, p.20
 Romanov S.V. - No.2, p.46
 Rukoyatkin P.A. - No.4, p.5
 Saifulin Sh.Z. - No.2, p.46
 Semashko S.V. - No.5,6, p.33
 Serdyukova S.I. - No.3, p.5
 Sergeeva N.V. - No.5,6, p.85
 Shabunov A.V. - No.2, p.46
 Shafranov M.D. - No.5,6, p.42
 Sharov V.I. - No.4, p.5
 Shchedrov V.A. - No.4, p.5
 Shchevelev O.N. - No.4, p.5
 Shilov S.N. - No.4, p.5
 Shishov Yu.A. - No.4, p.5
 Shutov V.B. - No.4, p.5
 Sissakian A. - No.4, p.35
 - No.4, p.45
 Skripnichuk A.G. - No.1, p.14
 Slepets L.A. - No.1, p.14
 Slunečka M. - No.4, p.5
 Slunečková V. - No.4, p.5
 Smykov L.P. - No.5,6, p.22
 Spaskov V.N. - No.1, p.14
 Spasova K. - No.1, p.38
 Spassov L.S. - No.5,6, p.33
 Starikov A.Yu. - No.4, p.5
 Stegailov V.I. - No.2, p.37
 - No.5,6, p.5
 Stelzer H. - No.5,6, p.22
 Stetsenko S.G. - No.5,6, p.33
 Stoletov G.D. - No.3, p.20
 - No.4, p.5
 Strelkova L.P. - No.3, p.43
 Strokovsky E.A. - No.2, p.5
 Stroth J. - No.5,6, p.22
 Strunov L.N. - No.4, p.5
 Sushkov S.V. - No.1, p.14
 Svetov A.L. - No.4, p.5
 Tapprogge S. - No.4, p.45
 Taratin A.M. - No.2, p.46
 Tatishvili G.T. - No.1, p.14
 Tkachev A.L. - No.1, p.14
 Topuria T.P. - No.5,6, p.42
 Tsarenkov A.P. - No.2, p.46
 Tsupko-Sitnikov V.M. - No.2, p.37
 - No.5,6, p.5
 Tsvinev A.P. - No.4, p.5
 Tyapkin I. - No.1, p.56
 Usov Yu.A. - No.4, p.5
 Uzhinskii V.V. - No.2, p.30
 - No.4, p.24
 Varava A.V. - No.5,6, p.13
 Vladimirova N.M. - No.5,6, p.33
 Voevodin M.A. - No.2, p.46
 Volkov V.I. - No.2, p.46
 - No.4, p.5
 Wuestenfeld J. - No.5,6, p.22
 Xu Shuwei - No.5,6, p.5
 Yakushev A.B. - No.5,6, p.5
 Yershov V.P. - No.4, p.5
 Yudin I.P. - No.1, p.14
 Zanevsky Yu.V. - No.5,6, p.22
 Zaporozhets S.A. - No.4, p.5
 Zarubin A.V. - No.1, p.48
 Zavertiaev M.V. - No.1, p.14
 Zayachki V.I. - No.1, p.14
 Zemlyanaya E.V. - No.1, p.38
 Zhang Sheng - No.5,6, p.5

- Zhang Tianmei - No.5,6, p.5
- Zhdanov A.A. - No.4, p.5
- Zhemenik V.I. - No.5,6, p.5
- Zhmyrov V.N. - No.3, p.20
- No.4, p.5
- Zimin N. - No.1, p.56
- Zinchenko A.I. - No.1, p.14
- Zumbruch P. - No.5,6, p.22
- Zuzaan P. - No.5,6, p.5

Письма о физике элементарных частиц и атомного ядра №1[98]-2000

Учредитель и издатель — Объединенный институт ядерных исследований

Журнал зарегистрирован в Министерстве РФ по делам печати,
телерадиовещания и средств массовых коммуникаций

Регистрационное свидетельство ПИ № 77-1338 от 10.12.99

Редакторы: М.И.Зарубина, Э.В.Ивашкевич

Рукопись сборника поступила 10.04.2000. Подписано в печать 19.05.2000.

Формат 70×100/16. Офсетная печать. Уч.-изд.л. 8,64

Тираж 630. Заказ 52030. Цена 10 р. 40 к.

141980 Дубна Московской области, ул. Жолио-Кюри, 6
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
