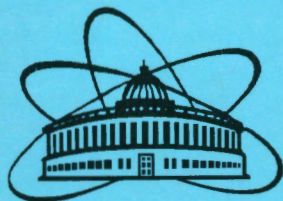


27/5-28

ISSN 0234-5366



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

5[85]-97

- The Semileptonic $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ Decays
in the Framework of the Chiral Model ☐
- Proton and Neutron Charge Form Factors
in Soliton Model with Dilaton-Quarkonium Fields ☐
- The AMPIR Thin Superconducting Magnet ☐
- Atmospheric Aerosols
and Possibilities of Their Analysis ☐
- for Elemental Content at the IBR-2 Reactor ☐
- Chern-Simons Term
at Finite Density and Temperature ☐
- Simulation of K^+K^- -Pair Production
and Detection in ALICE Experiment ☐
- Multichannel Time-of-Flight Detector
for NA49 Hadron Spectrometer at CERN ☐
- Semiclassical Approach
to Three-Body Muon-Transfer Collisions ☐

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

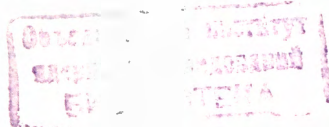
JINR Publishing Department

DUBNA

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

5[85]-97

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS



Дубна 1997

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

К.Р.Насриддинов, Г.Г.Тахтамышев, Т.А.Меркулова Полулептонные распады $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ в киральной модели K.R.Nasriddinov, G.G.Takhtamyshev, T.A.Merkulova The Semileptonic $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ Decays in the Framework of the Chiral Model	5
Е.Н.Магар, В.А.Николаев, В.Ю.Новожилов, О.Г.Ткачев Зарядовые формфакторы протонов и нейтронов в солитонной модели с дилатонами-кваркониями E.N.Magar, V.A.Nikolaev, V.Yu.Novozhilov, O.G.Tkachev Proton and Neutron Charge Form Factors in Soliton Model with Dilaton-Quarkonium Fields.....	11
А.А.Картамышев, Е.В.Архипов, В.Д.Бартенев, К.В.Безруков, М.Н.Бочаров, В.И.Дацков, В.Е.Кейлин, И.А.Ковалев, И.В.Наумов, О.О.Патаракин, В.Д.Рябов, А.И.Сковородкин, Г.Ю.Цфасман Сверхпроводящий радиационно-прозрачный магнит установки АМПИР A.A.Kartamyshev, E.V.Arhipov, V.D.Bartenev, K.V.Bezrukov, M.N.Bocharov, V.I.Datskov, V.E.Keilin, I.A.Kovalev, I.V.Naumov, O.O.Patarakin, V.D.Ryabov, A.I.Skovorodkin, G.Yu.Tsfasman The AMPIR Thin Superconducting Magnet	21
V.F.Peresedov Atmospheric Aerosols and Possibilities of Their Analysis for Elemental Content at the IBR-2 Reactor В.Ф.Переседов Атмосферные аэрозоли и возможности анализа их элементного состава на реакторе ИБР-2.....	43
А.Н.Сисакян, О.Ю.Шевченко, С.Б.Солганик Chern-Simons Term at Finite Density and Temperature А.Н.Сисакян, О.Ю.Шевченко, С.Б.Солганик Динамическая генерация черн-саймоновского члена при конечной плотности и температуре	51
В.В.Батыня, Н.В.Славин, Г.Паїч Simulation of K^+K^- -Pair Production and Detection in ALICE Experiment Б.В.Батюня, Н.В.Славин, Г.Пайч Моделирование рождения и детектирования K^+K^- -пар в эксперименте ALICE.....	61

С.В.Афанасьев, А.Ю.Исупов, В.И.Колесников, А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов, А.Ю.Семенов Многоканальный времяпролетный детектор в составе адронного спектрометра эксперимента NA49 в ЦЕРН S.V.Afanasiev, A.Yu.Isupov, V.I.Kolesnikov, A.I.Malakhov, G.L.Melkumov, A.Yu.Semenov Multichannel Time-of-Flight Detector for NA49 Hadron Spectrometer at CERN	69
R.A.Sultanov, W.Sandhas, V.B.Belyaev Semiclassical Approach to Three-Body Muon-Transfer Collisions Р.А.Султанов, В.Зандхас, В.Б.Беляев Трехчастичная перезарядка мюонов в полуклассическом подходе	91

УДК 539.126

ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ В КИРАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

К.Р.Насриддинов*, Г.Г.Тахтамышев, Т.А.Меркулова

Полулептонные $D \rightarrow P(V)l\bar{\nu}_l$ распады D -мезонов исследуются в рамках феноменологических киральных лагранжианов (МФКЛ). Получено выражение для слабых адронных токов между псевдоскалярными и векторными состояниями. Вычисленные вероятности распадов сравниваются с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными. Показано, что теоретические и экспериментальные значения отношений вероятностей мод распадов находятся в удовлетворительном согласии.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

The Semileptonic $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ Decays in the Framework of the Chiral Model

K.R.Nasriddinov, G.G.Takhtamyshev, T.A.Merkulova

The semileptonic $D \rightarrow P(V)l\bar{\nu}_l$ decays of D mesons are studied using the method of phenomenological chiral Lagrangians (PCL). The expression of weak hadronic currents between pseudoscalar and vector states is obtained. Calculated partial widths for these decays are compared with the available theoretical and experimental data. It is shown that the theoretical and experimental ratios of the decay modes are in fair agreement.

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

В настоящее время в экспериментах интенсивно исследуются полулептонные распады D -мезонов [1,2]. Теоретическое описание таких распадов в рамках различных подходов еще неудовлетворительно. Например, для относительной вероятности канала

$\frac{\Gamma(D \rightarrow K^* l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(D \rightarrow K l^- \bar{\nu}_l)}$ эксперименты указывают на значение $\simeq 0,5$, а теоретические модели предсказывают значение $\simeq 1$ (см. [2]).

В настоящей работе для оценки вероятностей полулептонных мод распадов D -мезонов используется метод феноменологических киральных лагранжианов (МФКЛ) [3]. Следует заметить, что киральные модели были использованы для описания очарован-

*Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, пос.Улугбек, Ташкент, 702132, Узбекистан.

ных мезонов [4—8], хотя киральная симметрия на уровне очарованных частиц сильно нарушается. Для того чтобы нарушить симметрию в случае очарованных частиц, схема Оакса была расширена на случай $SU(4)$ с учетом дополнительного поворота вокруг 10-й оси в $SU(4)$ -пространстве [8]. МФКЛ, как удобный метод с такой схемой нарушения, был использован также и для описания многочастичных слабых нелептонных распадов Λ_c^+ -бариона [9]. В недавней работе [10] также были исследованы двухчастичные слабые нелептонные распады D -мезонов.

Хорошо известно, что полулептонные распады D -мезонов представляют интерес для проверки структуры слабых адронных токов. Основная неопределенность при изучении этих распадов связана со слабым адронным током. В рамках данного метода полулептонные распады D -мезонов описываются следующим лагранжианом в форме «ток на ток»

$$L_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (J_\mu^{11-i12} \sin \Theta_c + J_\mu^{13-i14} \cos \Theta_c) l_\mu^+,$$

где $G_F \simeq 10^{-5}/m_p^2$ — константа Ферми, Θ_c — угол Кабиббо, $l_\mu = \bar{u}_l \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\nu$ — лептонный ток, и адронные токи имеют вид [3]

$$J_\mu^{11-i12} = -i \left\{ \pi^- \overleftrightarrow{\partial}_\mu \bar{D}^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^0 \overleftrightarrow{\partial}_\mu D^- + K^0 \overleftrightarrow{\partial}_\mu D_s^- \right\},$$

$$J_\mu^{13-i14} = -i \{ K^- \overleftrightarrow{\partial}_\mu \bar{D}^0 + \bar{K}^0 \overleftrightarrow{\partial}_\mu D^- \}.$$

А слабые адронные токи между псевдоскалярными и векторными состояниями получим с помощью процедуры «удлинения» производных [11]:

$$J_\mu^i = F_\pi g v_\mu^a \phi^b f_{abi},$$

где $F_\pi = 93$ МэВ, g — «универсальная» константа взаимодействия, которая фиксируется из экспериментальной ширины распада $\rho \rightarrow \pi\pi$:

$$\frac{g^2}{4\pi} \simeq 3,2;$$

v_μ^a и ϕ^b — поля 1^- - и 0^- -мезонов соответственно.

Лагранжиан сильного взаимодействия псевдоскалярных мезонов с векторными мезонами также имеет вид [11]

$$L_S(1^-, 0^-) = g f_{klm} \phi^l \partial_\mu \phi^k v_\mu^m.$$

Амплитуды этих распадов можно представить в виде [9]

$$M(D(p) \rightarrow P(p_1) l(k_l) \nu(k_\nu)) =$$

$$G_F \bar{U}(k_\nu) [f_1 + g_1 \gamma_5 + \hat{p}(f_2 + g_2 \gamma_5) + \hat{p}_1(f_3 + g_3 \gamma_5)] U(k_l),$$

Таблица 1. Вероятности $\Gamma(10^{10} \text{ с}^{-1})$
полулептонных $D \rightarrow P\bar{V}_l$ распадов

Распады	ФКЛ	Эксперимент [2]
$D^- \rightarrow K^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	10,3	$6,62^{+2,84}_{-1,89}$
$D^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0,47	—
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	10,2	8 ± 1
$\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0,94	—
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0,81	—
$D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e$	11,0	$6,24 \pm 0,85$
$D^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$	1,0	—
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e$	11,0	$9,16 \pm 0,53$
$\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$	1,0	$0,94^{+0,29}_{-0,24}$
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^0 e^- \bar{\nu}_e$	0,84	—

Таблица 2. Вероятности $\Gamma(10^{10} \text{ с}^{-1})$
полулептонных $D \rightarrow V\bar{V}_l$ распадов

Распады	ФКЛ	Эксперимент [2]
$D^- \rightarrow K^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	3,01	$4,26 \pm 0,57$
$\bar{D}^- \rightarrow \rho^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$1,26 \cdot 10^{-1}$	$(1,89^{+1,42}_{-1,23}) \cdot 10^{-1}$
		$0,22 \pm 0,07 \pm 0,05$ [15]
$\bar{D}^0 \rightarrow K^{*+} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	3,0	—
$\bar{D}^0 \rightarrow \rho^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$2,51 \cdot 10^{-1}$	—
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$2,53 \cdot 10^{-1}$	—
$D^- \rightarrow K^{*0} e^- \bar{\nu}_e$	3,34	$4,54 \pm 0,47$
$D^- \rightarrow \rho^0 e^- \bar{\nu}_e$	$1,38 \cdot 10^{-1}$	$< (3,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-1}$
		$0,20 \pm 0,07 \pm 0,05$ [15]
$\bar{D}^0 \rightarrow K^{*+} e^- \bar{\nu}_e$	3,36	$4,84 \pm 0,79$
$\bar{D}^0 \rightarrow \rho^+ e^- \bar{\nu}_e$	$2,75 \cdot 10^{-1}$	—
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^{*0} e^- \bar{\nu}_e$	$2,77 \cdot 10^{-1}$	—

$$M(D(p) \rightarrow V(p_l) l(k_l) \nu(k_\nu)) =$$

$$G_F \varepsilon_\mu^\lambda U(k_\nu) \gamma_\mu [f_1 + g_1 \gamma_5 + \hat{p}(f_2 + g_2 \gamma_5) + \hat{p}_l(f_3 + g_3 \gamma_5)] U(k_l),$$

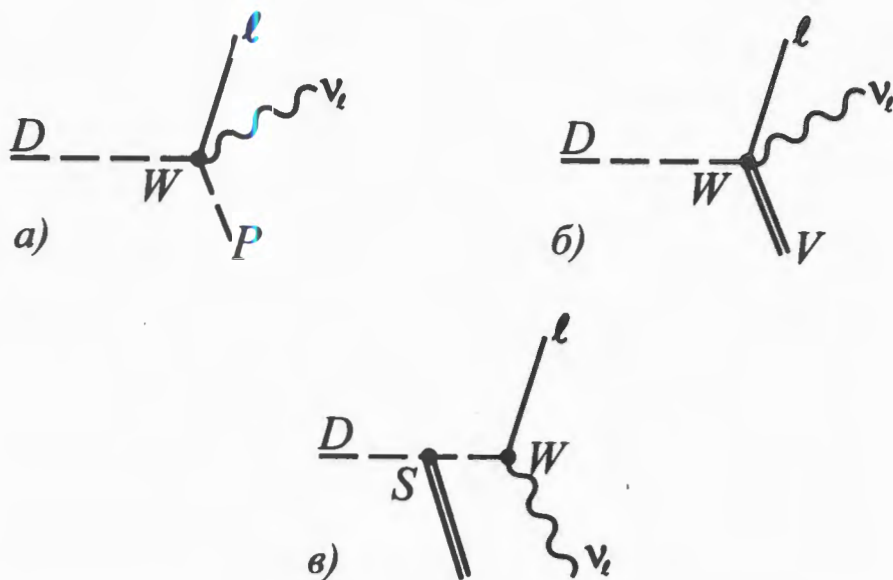
где ε_μ^λ — вектор поляризации 1^- -мезонов; f_i и g_i — формфакторы, зависящие от импульсов конечных состояний; $q = p - p_l$; k_l, k_ν — 4-импульсы лептонов ($\hat{p}_i \equiv p_{i\mu} \gamma^\mu$).

С помощью этих лагранжианов мы вычислили полулептонные $D \rightarrow P(V) l^- \bar{\nu}_l$ распады, пользуясь пакетом BETA [12] (см. табл.1 и 2).

Диаграммы распадов изображены на рисунке. Следует отметить, что вклад диаграммы 1в подавлен из-за малого значения масс электрона и мюона.

Из табл.1 видно, что вычисленные вероятности распадов удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными [2] в рамках ошибки эксперимента за исключением $D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e$ канала. В то же время полученный нами результат хорошо согласуется с предсказанием релятивистской кварковой модели [13] и с экспериментальными данными [14].

Вычисленные вероятности $D \rightarrow V l^- \bar{\nu}_l$ распадов (см. табл.2) также удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными [2,15] в пределах ошибки эксперимента за исключением $D \rightarrow K^{*0} l^- \bar{\nu}_l$ каналов. Однако полученные нами



Диаграммы распадов, где W и S — слабая и сильная вершины, соответственно

результаты расчета $D \rightarrow K^* e^- \bar{\nu}_e$ распадов лучше согласуются с экспериментом, чем предсказания, например, модели Намбу — Иона — Лазинио [7]:

$$\Gamma(D \rightarrow K^* e^- \bar{\nu}_e) = (1,92 \pm 0,54) \times 10^{10} \text{ с}^{-1}.$$

Полученные нами результаты для $D \rightarrow \rho l^- \bar{\nu}_l$ каналов хорошо согласуются также с предсказаниями эффективной теории тяжелого кварка [16] и КХД на решетках [17—20]. Следует отметить, что эти каналы являются «лабораторией» для проверки слабых адронных токов между псевдоскалярными и векторными состояниями.

Сравнение результатов наших расчетов с имеющимися экспериментальными данными [2,14,15] дает

$$R_1 \equiv \frac{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} = 0,79, \quad R_1^{\text{эксп.}} = 0,95 \pm 0,04;$$

$$R_2 \equiv \frac{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} = 0,72, \quad R_2^{\text{эксп.}} = 0,80 \pm 0,10;$$

$$R_3 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow K^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e)} = 0,94, \quad R_3^{\text{эксп.}} = 1,06^{+0,48}_{-0,34},$$

$$R_4 \equiv \frac{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e)} = 0,93, \quad R_4^{\text{эксп.}} = 0,84 \pm 0,12;$$

$$R_5 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \rho^0 e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} e^- \bar{\nu}_e)} = 0,041, \quad R_5^{\text{эксп.}} = 0,045 \pm 0,014 \pm 0,009;$$

$$R_6 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \rho^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = 0,042, \quad R_6^{\text{эксп.}} = 0,051 \pm 0,015 \pm 0,0091;$$

$$R_7 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \rho^0 l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} l^- \bar{\nu}_l)} = 0,042, \quad R_7^{\text{эксп.}} = 0,047 \pm 0,013;$$

$$R_8 \equiv \frac{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^{*+} e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e)} = 0,31, \quad R_8^{\text{эксп.}} = 0,51 \pm 0,18 \pm 0,06;$$

$$R_9 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e)} = 0,30, \quad R_9^{\text{эксп.}} = 0,65 \pm 0,09 \pm 0,10;$$

$$R_{10} \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = 0,30, \quad R_{10}^{\text{эксп.}} = 0,43 \pm 0,09 \pm 0,09.$$

Вероятность распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ была рассчитана ранее в работе [10].

Видно, что вычисленные и экспериментальные отношения вероятностей $D \rightarrow P(V)l\bar{\nu}_l$ распадов хорошо согласуются, за исключением R_9 . Заметим также, что по сравнению с другими теоретическими подходами МФКЛ отличается и правильным описанием относительных вероятностей R_8 и R_{10} . Возможно, учет промежуточных векторных состояний в этих распадах (как было сделано в работах [9,10]) позволит достигнуть удовлетворительного согласия с экспериментом. Этому исследованию будет посвящена следующая работа.

Таким образом, для оценки относительных вероятностей $D \rightarrow P(V)l\bar{\nu}_l$ распадов применение МФКЛ является разумным.

Авторы выражают благодарность Л.А.Кондратьюку, М.М.Мусаганову, Б.Н.Куранову за полезные обсуждения.

Литература

1. Particle Data Group. — Phys. rev., 1994, v.D50, part I.
2. Particle Data Group. — Phys. Rev., 1996, v.D54, part I.
3. Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1967, v.18, p.188—191;
Coleman S., Wess I., Zumino B. — Phys. Rev., 1969, v.177, p.2239—2247;
Gasiorowics S., Geffen D.A. — Rev. Mod. Phys., 1969, v.41, p.531-573;
Волков М.К., Первушин В.Н. — Существенно-нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. М.: Атомиздат, 1978.
4. Ebert D. — Z. Phys., 1985, v.D28, p.433—438.
5. Волков М.К. — ЯФ, 1993, т.56, с.173—177.
6. Ivanov A.I. et al. — Preprint ICTP IC/94/9, Trieste, 1994.
7. Hussian F. et al. — Preprint ICTP IC/94/31, Trieste, 1994.
8. Kalinovsky Yu.L. et al. — JINR Preprint, E2-87-300, Dubna, 1987.
9. Kalinovsky Yu.L., Nasriddinov K.R. et al. — Phys. Lett., 1988, v.B211, p.350—354.
10. Насриддинов К.Р. — ЯФ, 1995, т.58, с.314—319.
11. Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н., Тахтамышев Г.Г., Сариков Н.А. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.111—138.
12. Takhtamyshv G.G., Merkulova T.A. — JINR Commun. E11-97-182, Dubna, 1997.
13. Галкин В.О., Мишуров А.Ю., Фаустов Р.Н. — ЯФ, 1992, т.55, с.1080—1089.
14. Anjos J.C. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, p.1587—1598;
Adler J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, p.1821—1830.
15. Aitala E.M. et al. — Fermilab note FERMILAB Pub-96/399-E, Batavia, 1996.
16. Bajc B., Fajfer S., Oakes R.J. — Phys. Rev., 1996, v.D53, p.4957.
17. Lubicz V., Martinelli G., McCarthy M.S., Sachrajda C.T. — Phys. Lett., 1992, v.B274, p.415.
18. Abada A. et al. — Nucl. Phys., 1994, v.B416, p.675.
19. Allton C.R. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B345, p.513.
20. Bowler K.C. et al. — Phys. Rev., 1995, v.D51, p.4905.

УДК 539.142

ЗАРЯДОВЫЕ ФОРМФАКТОРЫ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ В СОЛИТОННОЙ МОДЕЛИ С ДИЛАТОНАМИ-КВАРКОНИЯМИ

Е.Н.Магар, В.А.Николаев, В.Ю.Новожилов, О.Г.Ткачев*

Рассмотрена возможность описания нуклонных электромагнитных формфакторов в рамках обобщенной модели Скирма с дилатон-кваркониевыми полями. Первоначальный расчет в такой модели приводил к большому расхождению между расчетными формфакторами и дипольной формулой. Здесь мы, сохраняя эмпирические значения постоянной пионного распада и теоретическое значение скирмовской постоянной, приходим к удовлетворительному описанию формфакторов в ограниченной области импульсов, используя приближения доминантности векторных мезонов. Векторные мезоны включались нами только как адронные компоненты в структуре фотона.

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

Proton and Neutron Charge Form Factors in Soliton Model with Dilaton-Quarkonium Fields

E.N.Magar et al.

Nucleon electromagnetic form factors are considered in the framework of the generalized Skyrme model with dilaton-quarkonium fields. In our first publication we got big discrepancy between calculated form factors and dipole approximation formula. Here we have reasonably good accordance between them in finite impulse region after vector meson dominance has been taken into account. Omega- and rho-mesons have been included into only hadron structure of the photon.

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

1. Введение

Решающим преимуществом солитонов в сравнении со всеми другими моделями, где поле точечных фермионов связано с мезонами или калибровочными полями, заключается в том, что уже в лидирующем классическом приближении пространственная структура бариона, как объекта конечных размеров, следует прямо из эффективного действия. Поэтому и формфакторы непосредственно получаются из основных уравнений модели. Измерение наблюдаемых в опыте электромагнитных формфакторов нуклонов дает почти непосредственную проверку вычисляемых в модели функций.

*Санкт-Петербургский государственный университет

Настоящая работа посвящена нашим недавним расчетам электрических формфакторов нуклонов в обобщенной модели Скирма. Обобщенная модель Скирма включает в динамику кирального солитона дилатон-кваркониное скалярное поле. Так обобщенная модель позволяет воспроизвести экспериментальное значение массы нуклона при известных наблюдаемых в мезонном секторе значениях постоянных — пионного распада F_π и безразмерной скирмовской постоянной $\rho \rightarrow 2\pi$, имеющей смысл постоянной взаимодействия [1]. Интерпретация же электромагнитных формфакторов протонов и нейтронов встречается с известными трудностями. Размер нуклона оказывается слишком малым при этих значениях постоянных F_π и e , и расчетные кривые очень далеко уходят от дипольной кривой, приблизительно воспроизводящей экспериментальные данные.

Рассматриваемая обобщенная модель Скирма, сформулированная в [2] методом киральной и конформной бозонизации лагранжиана КХД наряду с киральным полем, включает и взаимодействующее с ним скалярное поле дилатон-кваркониное. В такой модели существенно изменяются свойства топологических солитонов в сравнении с оригинальной моделью Скирма.

Введение дополнительного скалярного поля в эффективный лагранжиан может иметь различную мотивацию. Так, например, в [3] исследовались не зависящие от спина компоненты спин-орбитального взаимодействия. В модели Скирма они имеют правильный (отрицательный) знак в присутствии членов шестого порядка по производным поля. Необходимая величина достигается, если ввести дополнительное скалярное поле по схеме, предложенной в [4—6], а также в [2] и [7]. Есть и чисто теоретическое основание: введение скалярного поля позволяет воспроизвести конформную аномалию — одну из главных характерных черт КХД-лагранжиана.

В SU(2)-секторе можно пренебречь вкладом кварковых массовых членов и построить эффективную теорию, передающую это явление в рамках метода эффективных лагранжианов ценой введения дилатонного поля. Введение скаляра приводит также, как было показано в [8—10], к требуемому сильному притяжению в промежуточной области расстояний нуклон-нуклонного потенциала.

В таком подходе исходной точкой является фермионный интеграл по кварковым полям в низкоэнергетической области. Интеграл конкретизируется конечномодовой регуляризационной схемой, вводящей некоторое обрезание, которое играет, также, роль низкоэнергетической границы. Проведение одновременной киральной и конформной бозонизации дает эффективное действие для обоих — кирального $U(x)$ и дилатонного $\sigma(x)$ — полей. Эти поля входят в эффективное действие в комбинации $U(x) \exp(-\sigma(x))$, как в линейной σ -модели.

Эффективный лагранжиан [2], который является обобщением хорошо известного лагранжиана Скирма, приобретает вид

$$L_{\text{eff}}(U, \sigma) = \frac{F_\pi^2}{4} \exp(-2\sigma) \text{Tr} \{ \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger \} + \\ + \frac{N_f F_\pi^2}{4} (\partial_\mu \sigma)^2 \exp(-2\sigma) +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{128\pi^2} \text{Tr} [\partial_\mu U U^\dagger, \partial_\nu U U^\dagger]^2 - \\
& \frac{C_g N_f}{48} \left(e^{-4\sigma} - 1 + \frac{4}{\epsilon} (1 - e^{-\epsilon\sigma}) \right), \quad (1)
\end{aligned}$$

где F_π — постоянная пионного распада (93 МэВ), а N_f — число ароматов. Величина глюонного конденсата лежит в интервале значений $C_g = (300 + 400 \text{ МэВ})^4$ [11]. Первые два слагаемых суть кинетические члены кирального и скалярного полей, третий член — скирмовское самодействие кирального поля. Эффективный потенциал скалярных полей, задаваемый последним членом лагранжиана, представляет собой экстраполяцию [2] низкоэнергетического потенциала в область высоких энергий. При экстраполяции использовалось однопетлевое приближение для β -функции Гелл-Манна — Лоу КХД. Параметр ϵ определяется числом ароматов N_f : $\epsilon = 8N_f / (33 - 2N_f)$.

2. Нуклон

Обращаясь к барионному сектору, сделаем предположение о форме статических кирального и скалярного полей. Так, для кирального поля примем анзац Скирма — Виттена $U(\mathbf{x}) = \exp[-i\mathbf{n}F(r)]$, где $\mathbf{n} = \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$. Удобно ввести новое поле $\rho(x) = \exp(-\sigma(x))$. Тогда массовый функционал в безразмерных переменных $x = eF_\pi r$ имеет вид $M = M_2 + M_4 + V$, где

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

$$M_4 = 4\pi \frac{F_\pi}{e} \int_0^\infty dx \left(\frac{\sin^2 F}{2x^2} + (F')^2 \right) \sin^2 F, \quad (3)$$

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

В последних уравнениях скирмовский параметр e равен 2π . Вклад потенциала в массу определяется фактором $D_{\text{eff}} = C_g N_f / 48e^2 F_\pi^4$. Массовый функционал приводит к системе связанных уравнений для функций профиля $F(x)$ и $\rho(x)$:

$$\begin{aligned}
& F'' [\rho^2 x^2 + 2\sin^2 F] + 2F' x [\rho \rho' + \rho^2] + (F') \cdot \sin(2F) - \\
& - \rho^2 \cdot \sin(2F) - \sin(2F) \cdot \sin^2 F / x^2 = 0, \quad (5)
\end{aligned}$$

$$\frac{N_f}{2} x[xp'' + 2\rho'] - 2\rho \left[\frac{x^2(F')^2}{2} + \sin^2 F \right] -$$

$$- 4D_{\text{eff}} [\rho^3 - \rho^{\varepsilon-1}] = 0, \quad (6)$$

где штрих соответствует производной по x . В окрестности начала координат $F = \pi N - \alpha x$, $\rho = \rho(0) + \beta x^2$, $\rho(0) \neq 0$. Для достаточно больших x функция $F(x) \sim a/x^2$, $\rho(x) \sim 1 - b/x^6 + \dots$

Согласно теореме вириала [12], вклады отдельных членов функционала на решениях системы должны удовлетворять условию

$$M_4 - M_2 - 3V = 0, \quad (7)$$

которое можно использовать для контроля точности численного решения системы. Между численными коэффициентами α и β , a и b существуют нетривиальные связи:

$$b = \frac{1}{2} a^2 / D_{\text{eff}}, \quad (8)$$

$$\beta = \left[\rho(0) \alpha^2 + \frac{4}{3} (\rho^3(0) - 1) D_{\text{eff}} \right] / N_f. \quad (9)$$

Выбранные граничные условия обеспечивают конечность функционала массы при фиксированном значении топологического заряда. Квантование вращательных степеней свободы солитона можно провести, используя метод коллективных переменных [13]. В результате приходим к следующему выражению для массы бариона

$$M_B = M + S(S+1)/(2I), \quad (10)$$

в котором теперь вращательный момент инерции

$$I = \frac{8\pi}{3} (F_\pi e)^{-3} \int_0^\infty dx \sin^2 F [\rho^2 x^2 + (F')^2 x^2 + \sin^2 F]. \quad (11)$$

Некоторые результаты численных расчетов даны в таблице, в которой мы приводим также среднеквадратичный радиус распределения барионного заряда $\langle r_B^2 \rangle$

$$\langle r_B^2 \rangle^{1/2} = \frac{1}{F_\pi e} \left\{ -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty dx x^2 F' \sin^2 F \right\}^{1/2}. \quad (12)$$

Частичное восстановление киральной симметрии в обобщенной модели, что проявляется в сильном отклонении от асимптотического значения $\rho(0) = 1$, обсуждалось в [1]. Там же была получена зависимость спектра ротационных возбуждений нуклона от величины глюонного конденсата в обобщенной модели.

Таблица. Статистические свойства нуклона в обобщенной модели Скирма для $F_\pi = 93$, $e = 2\pi$, $C_g = (340 \text{ МэВ})^4$. Для сравнения мы приводим результаты оригинальной модели

	Обобщ. модель	Модель Скирма
M	758 МэВ	1079 МэВ
$\langle r^2 \rangle^{1/2}$	0,42 фм	0,36 фм
M_B	962 МэВ	1242 МэВ

3. Формфакторы зарядовых распределений

Имея в руках выражения для электромагнитных токов, можно вычислить нуклонный электрический и магнитный формфакторы $G_E(q^2)$ и $G_M(q^2)$, в брейтовской системе (в которой фотон не передает энергию):

$$\begin{aligned} \langle N_f \left(\frac{\mathbf{q}}{2} \right) | J_0(0) | N_i \left(-\frac{\mathbf{q}}{2} \right) \rangle &= G_E(q^2) \xi_f^+ \xi_i, \\ \langle N_f \left(\frac{\mathbf{q}}{2} \right) | \mathbf{J}(0) | N_i \left(-\frac{\mathbf{q}}{2} \right) \rangle &= \frac{G_M(q^2)}{2M_N} \xi_f^+ i\boldsymbol{\sigma} \otimes \mathbf{q} \xi_i. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $|N(\mathbf{p})\rangle$ обозначает нуклонное состояние с импульсом $\mathbf{p}$, а ξ_i, ξ_f — двухкомпонентные паулиевские спиноры, $\mathbf{q} \equiv$ переданный импульс.

Изоскалярный и изовекторный формфакторы нуклона связаны с протонным и нейтронным:

$$G_{E,M}^{p,n} = G_{E,M}^S \pm G_{E,M}^V$$

с нормировкой

$$G_E^p(0) = 1, \quad G_E^n(0) = 0,$$

$$G_M^p(0) \equiv \mu_p = 2,79, \quad G_M^n(0) \equiv \mu_n = -1,91.$$

Мы уже отмечали малость размера, связанного с распределением плотности барионного заряда в нуклоне, получаемой в модели с дилатонами-кваркониями.

Доминантность векторных мезонов означает, что изоскалярный фотон видит ω -мезонное содержание солитона, а не изоскалярную барионную плотность $B_0(r)$.

Согласно уравнениям модели доминантности векторных мезонов, изоскалярный ток пропорционален плотности ω_μ -поля

$$J_I^\mu = -\frac{m_\omega^2}{3g} \omega_\mu(r),$$

и соответствующий зарядовый формфактор

$$G_E^S(q^2) = -\frac{m_\omega^2}{3g} \int d^3r \exp i\mathbf{qr}\omega(r).$$

Статическое поле $\omega(r)$ удовлетворяет уравнению

$$(\nabla^2 - m_\omega^2) \omega(r) = \frac{3g}{2} B(r) = -\frac{3gF'(r)}{4\pi r^2} \sin^2 F(r).$$

Отсюда

$$G_E^S(q^2) = -\frac{1}{2} \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + q^2} 4\pi \int dr r^2 B_0(r) j_0(qr).$$

Таким образом, эффективная изоскалярная нуклонная плотность равна барионной зарядовой плотности $B_0(r)$, умноженной на ω -мезонный пропагатор.

Изовекторные электромагнитные формфакторы, очевидно, имеют подобную структуру:

$$G_E^V(q^2) = -\frac{1}{2} \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + q^2} F_E^V(q^2),$$

где F_E^V — скирмионный формфактор.

Отметим, что, поступая описанным выше образом, мы отказываем ω - и ρ -мезонным полям в самостоятельной динамике. Источником этих полей считаются соответствующие скирмионные плотности. Роль явного учета векторных мезонов в электромагнитных формфакторах σ -модели обсуждалась в [16], а роль квантовых поправок к вычисляемым барионным характеристикам в киральных солитонных моделях — в [17].

Приведем результаты расчетов электромагнитных формфакторов нуклонов. Изоскалярная плотность электрического заряда скирмиона совпадает с плотностью барионного заряда, а для изовекторной плотности скирмиона нетрудно получить следующее выражение

$$\rho^V(x) = \sin^2 F(x) [x^2 \rho^2(x) + (F'(x))^2 x^2 + \sin^2 F(x)]. \quad (14)$$

Расчет формфакторов производился с нарушающим киральную симметрию лагранжиана членом

$$\mathcal{L}_\pi = \frac{1}{4} m_\pi^2 F_\pi^2 e^{-3\sigma} \text{Tr} \left[U + U^\dagger - \frac{3}{2} e^{-\sigma} \right]. \quad (15)$$

Полученные теоретические формфакторы качественно воспроизводят экспериментальные (см. рис.1—4).

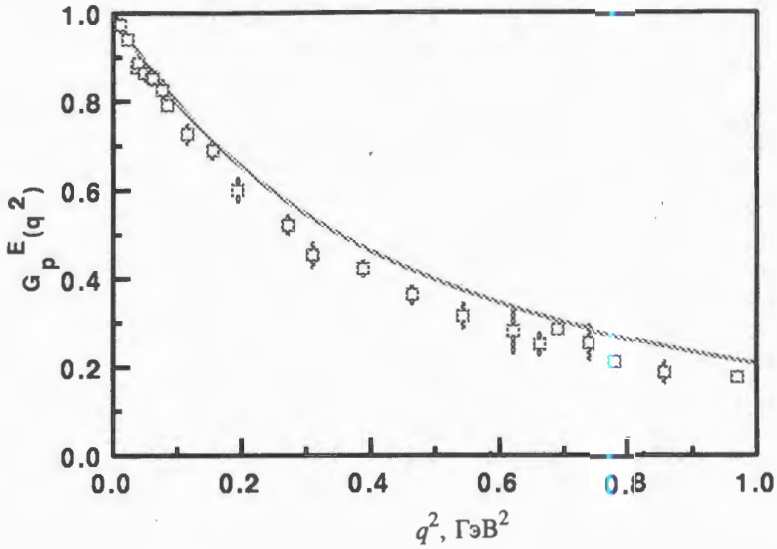


Рис.1. Электрический формфактор протона $F_\pi = 93$ МэВ, $e = 2\pi$ и $N_f = 2$, $C_g = (300 \text{ МэВ})^4$, $m_\pi = 139$ МэВ. Экспериментальные данные взяты из [15]

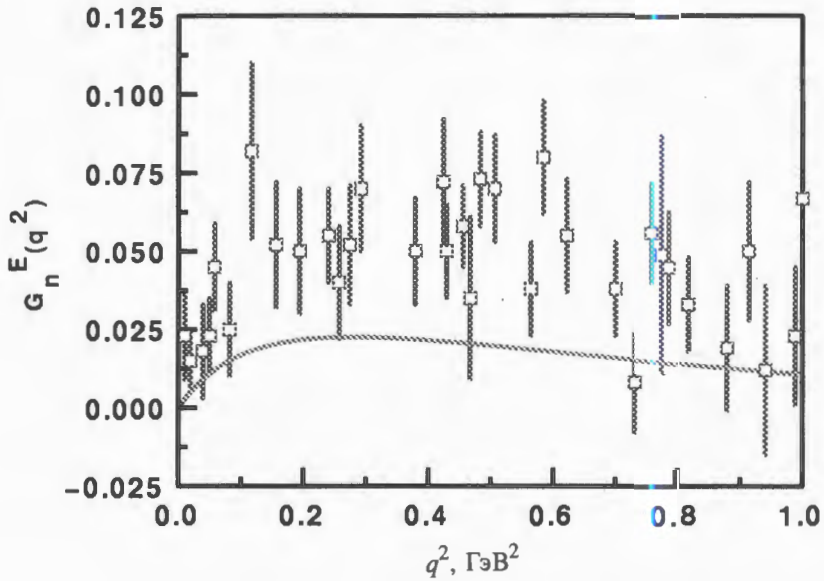


Рис.2. Электрический формфактор нейтрона $F_\pi = 93$ МэВ, $e = 2\pi$ и $N_f = 2$, $C_g = (300 \text{ МэВ})^4$, $m_\pi = 139$ МэВ. Экспериментальные данные взяты из [15]

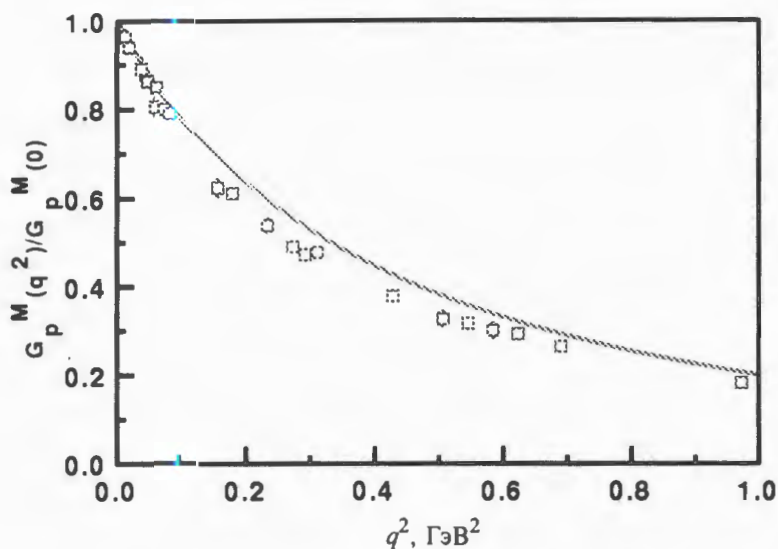


Рис.3. Магнитный формфактор протона $F_\pi = 93$ МэВ, $e = 2\pi$ и $N_f = 2$, $C_g = (300 \text{ МэВ})^4$, $m_\pi = 139$ МэВ. Экспериментальные данные взяты из [15]

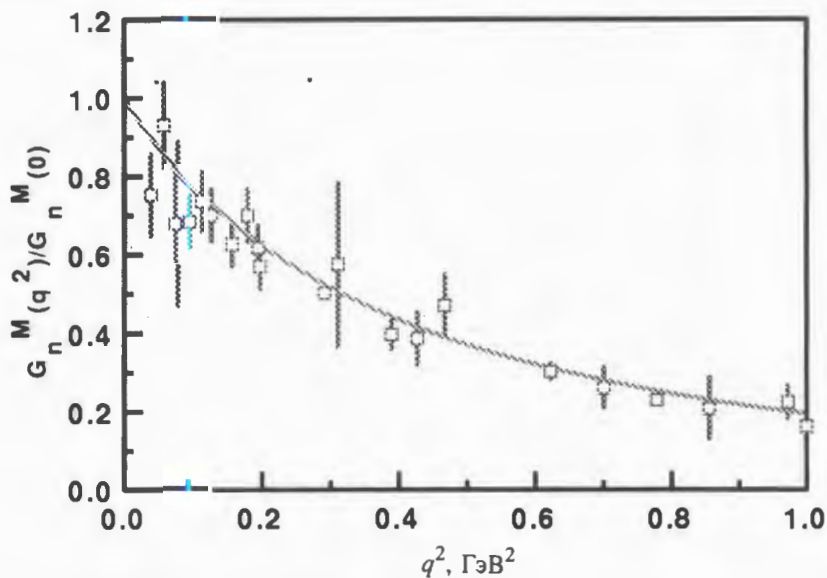


Рис.4. Магнитный формфактор нейтрона $F_\pi = 93$ МэВ, $e = 2\pi$ и $N_f = 2$, $C_g = (300 \text{ МэВ})^4$, $m_\pi = 139$ МэВ. Экспериментальные данные взяты из [15]

4. Заключение

В настоящей работе мы рассмотрели возможность описания нуклонных электромагнитных формфакторов в рамках обобщенной модели с дилатон-кварковыми полями. Первоначальный расчет [1] в такой модели приводил к большому расхождению между расчетными формфакторами и дипольной формулой. Здесь мы, сохраняя эмпирические значения постоянной пионного распада и теоретическое значение скирмовской постоянной, приходим к удовлетворительному описанию формфакторов в ограниченной области импульсов, используя приближение доминантности векторных мезонов. Векторные мезоны включались нами только как адронные компоненты в структуре фотона. Таким образом векторным мезонам было отказано в возможных проявлениях в динамике самих киральных солитонов. В таком подходе неявно предполагается, что роль векторных мезонов в динамике солитонов учитывается членами с высшими производными в эффективном лагранжиане [14]. Так, роль ρ -мезонов учитывается скирмовским членом, роль ω -мезона должна бы учитываться членами шестого порядка по производным в расчетах формфакторов при больших передачах.

Литература

1. Nikolaev V., Tkachev O., Novozhilov V. — IL NUOVO CIMENTO, 1994, 107A(12), p.2637.
2. Andrianov A.A. et al. — Phys. Lett., 1987, B186(3,4), p.401.
3. Riska D.O., Schwesinger B. — Phys. Lett., 1989, B229, p.339.
4. Gomm M. et al. — Phys. Rev., 1986, D33(3), p.801.
5. Gomm M. et al. — Phys. Rev., 1986, D33(11), p.3476.
6. Jain P., Jonson R., Schechter J. — Phys. Rev., 1987, D35(7), p.2230.
7. Andrianov A.A., Novozhilov Yu.V. — Phys. Lett., 1988, B202, p.580.
8. Lacombe M. et al. — IPN Orsay preprint 87-28, 1987.
9. Yabu H., Schwesinger B., Holzwarth G. — Phys. Lett., 1989, B224, p.25.
10. Mashaal M., Phom T.N., Truong T.N. — Phys. Rev., 1986, D34, p.3484.
11. Novikov V.A. et al. — Nucl. Phys., 1984, B237, p.525.
12. Nikolaev V.A. — In: Proceedings of the IX International Seminar of High Energy Physics Problems, v.1, JINR, D1,2-88-652, Dubna, 1988, p.51.
13. Adkins G.S., Nappi C.R., Witten E. — Nucl. Phys., 1983, B228(3), p.552.
14. Rajat K. — Bhaduri, Lecture Notes and Supplements in Physics: Models of Nucleon. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1988, p.283.
15. Bartel W. et al. — Nucl. Phys., 1973, B58, p.429; Kirk P.N. et al. — Phys. Rev., 1973, D8, p.63; Hanson K. et al. — Phys. Rev., 1973, D8, p.753; Rock S. et al. — Phys.

- Lett., 1982, 49, p.1139; Arnold R.G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1986, 57, p.174; Bosted P.E. et al. — Phys. Rev., 1990, C42, p.38.
16. Holzwarth G. — Contribution to the Sixth International Symposium on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon. Blaubeuren/Tuebingen, Germany, 10—14 July, 1995.
17. Meier F., Walliser H. — hep-ph/9602359, Siegen University, Germany, 1996.

УДК 538.945 +
621.384.668.83

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ РАДИАЦИОННО-ПРОЗРАЧНЫЙ МАГНИТ УСТАНОВКИ АМПИР

**А.А.Картамышев¹, Е.В.Архипов, В.Д.Бартенев, К.В.Безруков²,
М.Н.Бочаров², В.И.Дацков, В.Е.Кейлин¹, И.А.Ковалев¹, И.В.Наумов¹,
О.О.Патаракин¹, В.Д.Рябов¹, А.И.Сковородкин², Г.Ю.Цфасман²**

Дано описание уникального сверхпроводящего магнита спектрометра АМПИР, создаваемого в настоящее время для проведения исследований в области элементарных частиц промежуточных энергий. Основные параметры магнита: внутренний диаметр — 1,2 м, длина обмотки — 1,8 м, индукция ~ 1,2 Тл, ток — 2,8 кА. Рассмотрена конструкция отдельных узлов магнита и криогенной системы, даны результаты предварительных испытаний. Обсуждаются схемы захлаживания и контроля. Дан расчет общей радиационной толщины криосоленоида (0,42 рад. длины).

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

The AMPIR Thin Superconducting Magnet

A.A.Kartamyshev et al.

The description of the superconducting magnet of the AMPIR spectrometer has been done. This spectrometer is under manufacturing now, it will be used for the investigation of the medium-energy particle physics. The magnet basic parameters are: inner diameter is 1.2 m, the length of the coil is 1.8 m, the magnetic field is 1.2 Tl, the nominal operating current is 2.8 kA. The description of the construction of the magnet and cryogenic system has been given in detail as the preliminary test results. The refrigeration and control systems are under discussion. The calculation of the radiation thickness of the magnet was shown, its value is 0.42 radiation length.

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

1. Введение

За последние годы в изучении физики промежуточных энергий (область энергий налетающих частиц от нескольких МэВ до нескольких ГэВ) сделан значительный шаг

¹РНЦ «Курчатовский институт», Москва

²АО КРИОГЕНМАШ

вперед. Наличие интенсивных пучков мезонных фабрик и других сильноточных ускорителей позволяет планировать качественно новые эксперименты по исследованию редких ядерных процессов. Важность таких исследований определяется необходимостью дальнейшего продвижения в понимании структуры ядра и ядерных сил как в рамках традиционных мезонных теорий, так и в рамках квантовой хромодинамики. Экспериментальное изучение кварковых, мезонных, Δ -изобарных и других степеней свободы ядра требует сейчас специальных условий — высокой интенсивности используемых пучков и хорошей разрешающей способности детектора для всех сортов частиц в полном телесном угле регистрации.

Для реализации физической программы по исследованию редких и много-частичных процессов в мезон-ядерных и мезон-адронных процессах на Московской мезонной фабрике ИЯИ (г.Троицк) было предложено создать универсальный спектрометр АМПИР [1,2]. Спектрометр должен обладать высоким быстродействием, способностью одновременной регистрации и идентификации нескольких (до 10) заряженных и нейтральных частиц в большом (близком к 4π) телесном угле, с импульсным разрешением $\Delta p/p \approx 0,02$ для заряженных частиц до 1000 МэВ/с и разрешением $\Delta E/E \approx 0,05$ для γ -квантов и π^0 -мезонов.

Основой спектрометра АМПИР служит сверхпроводящий радиационно-прозрачный магнит с железным магнитопроводом, создающий в рабочем объеме установки магнитное поле 1 Тл. В настоящей работе дано описание конструкции, результатов тестовых испытаний и состояния дел по изготовлению такого магнита.

2. Выбор параметров магнита

Выбор конструкции и параметров создаваемого магнита диктовался предложенными физическими задачами. Моделирование физических процессов показало, что импульсы вторичных частиц лежат в основном в диапазоне 50 + 300 МэВ/с. Центральным детектором установки является цилиндрическая дрейфовая камера [3,4]. Для дрейфовых камер разрешение по импульсу для вторичных частиц можно записать

$$\Delta p/p \sim \frac{p_t}{BL}, \quad (1)$$

где p_t — поперечный импульс частицы, B — величина магнитного поля, а L — длина пролета частицы в камере.

Из выражения (1) видно, что для хорошего разрешения необходимо иметь большое магнитное поле в достаточно большом объеме. Геометрические размеры магнита и величина магнитного поля определяются заданной точностью определения импульсов вторичных частиц (количество измеряемых точек на части трека, проходящего в рабочем объеме центрального детектора — дрейфовой камере) и возможностью одновременного измерения до 8+10 вторичных треков. Расчеты показали, что разрешение не хуже 2% может быть получено при использовании дрейфовой камеры диаметром 1 м в магнитном поле 1 Тл [4] (для ряда экспериментов достаточно поля 0,5 Тл, но планировалось создать универсальный спектрометр). Конечно, для достижения указан-

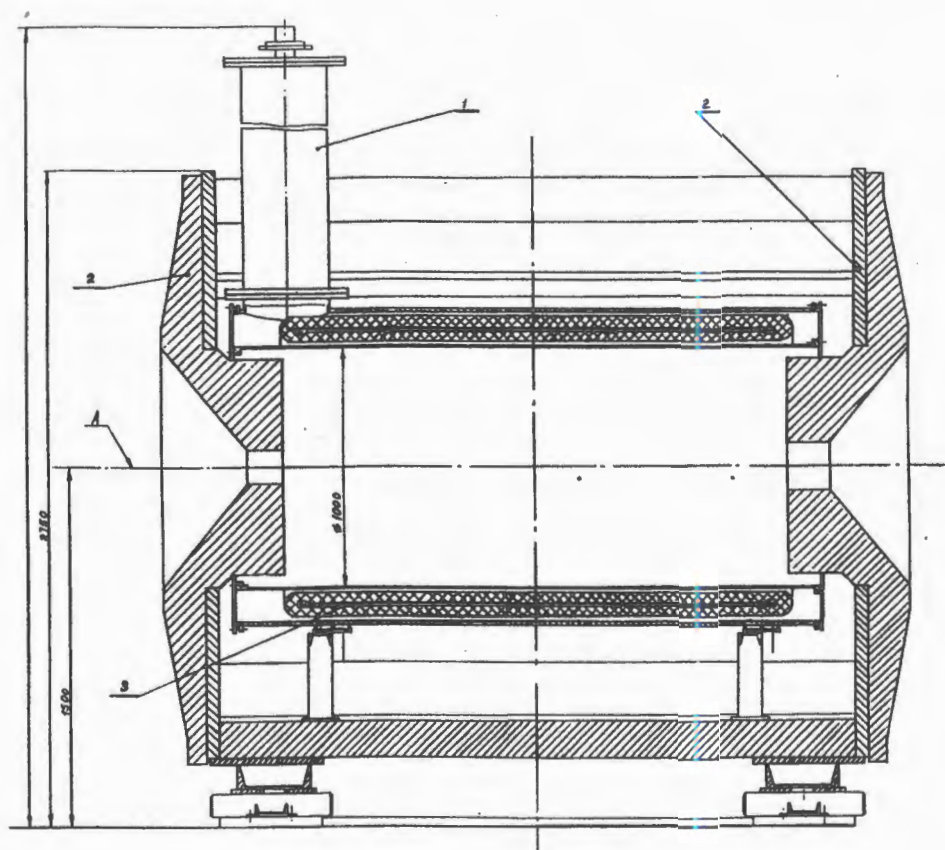


Рис.1. Чертеж сверхпроводящего магнита установки АМПИР. 1 — блок тоководов; 2 — железный магнитопровод; 3 — сверхпроводящая бескаркасная обмотка; А — ось симметрии магнита, вдоль которой движется первичный пучок частиц

ного разрешения надо иметь достаточно высокую (не хуже 3%) однородность магнитного поля. Задача регистрации нейтральных частиц делает необходимым изготовить радиационно-прозрачный соленоид и разместить детектор нейтральных частиц (НД) между магнитным ярмом и соленоидом. Нейтральные частицы на своем пути от места рождения в мишени до блоков НД должны пройти минимальное количество вещества, то есть на соленоид с криостатом накладывается условие «прозрачности». Желательно также, чтобы установка могла работать на различных пучках различных ускорителей, что требует определенных ограничений габаритов и веса магнита. Немаловажной является величина потребляемых ресурсов — электроэнергии, жидкого гелия, азота и др.

В стремлении удовлетворить всем этим условиям был разработан проект магнита со сверхпроводящей обмоткой и косвенным типом охлаждения (рис.1). Подробное описание основных узлов магнита приведено в следующих разделах.

3. Токонесущий элемент

Важнейшей частью сверхпроводящего соленоида, от которой в значительной степени зависит успех его работы, является токонесущий сверхпроводящий элемент. Во ВНИИ КП (Подольск) по нашему заказу был разработан и изготовлен специальный ниобий-титановый сверхпроводящий провод, стабилизированный алюминием, марки ПСНТАБ-Т-8х0,7 [5]. Была изготовлена плоская конструкция, транспонированная из 8 металлокомпозиционных проволок марки СКНТ-0,7-210-0,5. Затем сверхпроводящая жила была впаяна легкоплавким припоем ПОССу-30-2 в канавку прямоугольного сечения в средней части биметаллической алюмомедной шины сечением $4 \times (7,0 + 7,1) \text{ мм}^2$ по ее широкой стороне (рис.2). В алюмомедной шине был использован алюминий марки А5Е. Отношение удельных сопротивлений матрицы при комнатной ($T = 300 \text{ К}$) и гелиевой ($T = 4,2 + 4,5 \text{ К}$) температурах $\rho_{\text{к}}/\rho_{\text{н}} \approx 37$. Для изоляции провода применялась оплетка из хлопчатобумажной пряжи с плотностью $\sim 60\%$. Толщина изоляционного слоя на одну сторону — около 0,2 мм.

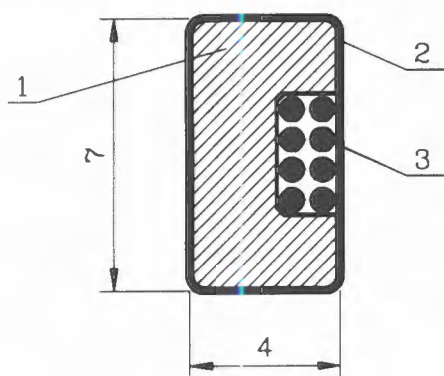


Рис.2. Токонесущий элемент в разрезе. 1 — алюминий марки А5Е; 2 — медная оболочка, покрытая припоем ПОССу-30-2; 3 — прямоугольная канавка, в которую впаяна скрутка из 8 сверхпроводящих проволок диаметром 0,7 мм

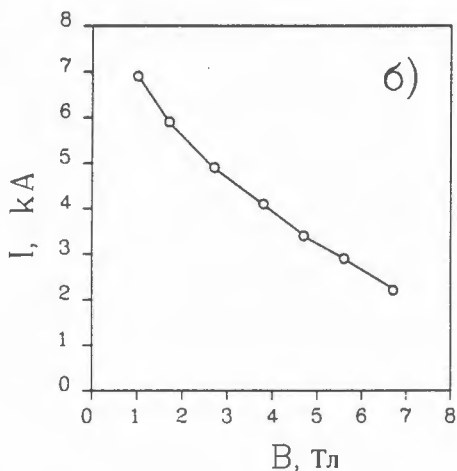
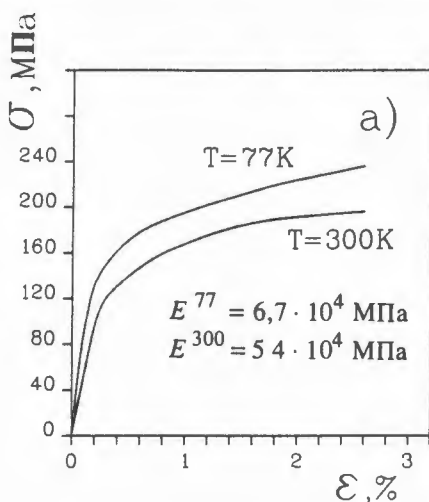


Рис.3. Результаты испытаний коротких образцов сверхпроводящей шины $4 \times 7 \text{ мм}^2$: а) на растяжение при $T = 77 \text{ К}$ и $T = 300 \text{ К}$; б) критическая кривая ток — магнитное поле

В РНЦ «Курчатовский институт» были проведены испытания коротких образцов шины $4 \times 7 \text{ мм}^2$ на растяжение при $T = 77 \text{ К}$ и $T = 300 \text{ К}$ (рис.3а). Видно, что ожидаемая нагрузка находится в области упругих деформаций. На рис.3б показана кривая зависимости критического тока от величины приложенного магнитного поля. В изготавливаемом сверхпроводящем магните при номинальных токе (2,8 кА) и магнитном поле (1 Тл) токнесущая шина будет находиться под механической нагрузкой $\sigma \approx 7 \text{ кг/мм}^2$. По данным испытаний коротких образцов видно, что шина ПСНТАБ-Т-8х0,7 вполне может быть использована при намотке соленоида основного магнита.

4. Макет сверхпроводящего соленоида

Для проверки правильности выбранных технических решений и работоспособности всех элементов большого сверхпроводящего соленоида был изготовлен макет соленоида размерами в 1/3 натуральной величины. Сверхпроводящая шина ПСНТАБ-Т-8х0,7 с хлопчатобумажной изоляцией была намотана на ребро в двухслойный бескаркасный соленоид со следующими размерами: внутренний диаметр — 360 мм, внешний диаметр — 388 мм, длина обмотки — 595 мм и количество витков в двух слоях — 252. К внешней и внутренней сторонам обмотки приклеивались по 4 алюминиевых трубки $12 \times 1 \text{ мм}$ (внутренний диаметр 10 мм). Обмотка пропитывалась клеем КРИОСИЛ (на эпоксидной основе с нитридом бора в качестве наполнителя). Охлаждающие трубки также приклеены к обмотке КРИОСИЛом. Было проведено многократное термоциклирование в жидком азоте и термоциклирование в режиме косвенного охлаждения от комнатной до гелиевой температур (5 раз) с целью проверки на механическую прочность. Визуально механических повреждений в склейке обмотки и трубок не было обнаружено.

Для проверки корректности расчетов косвенного криостатирования и отработки методики работы были проведены токовые испытания макета соленоида. В первом варианте испытания проводились в режиме косвенного охлаждения до величины тока $I = 1300 \text{ А}$. На фото рисун-

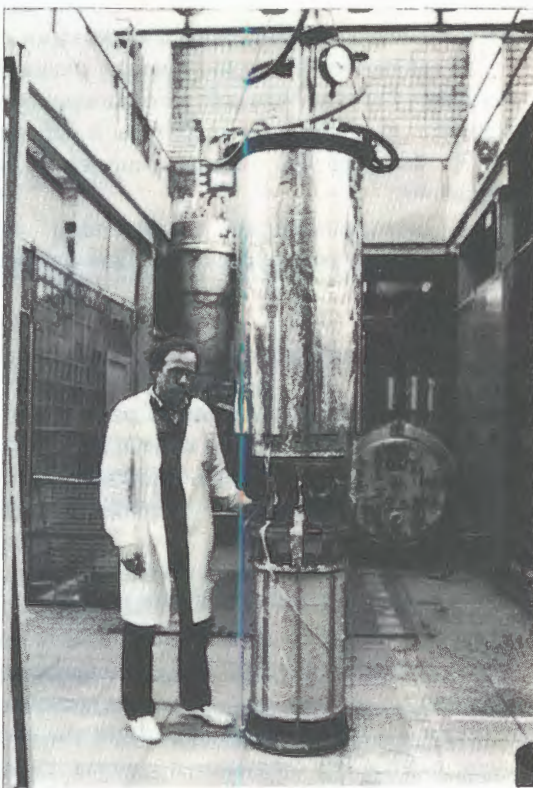


Рис.4. Макет сверхпроводящего соленоида: внешний вид соленоида с рабочим криостатом

ка 4 показан макет соленоида с охлаждающим криостатом. Расстояние между

охлаждающими трубками по обмотке 28 + 30 см оказалось достаточным для захлаживания обмотки до гелиевой температуры и достижения сверхпроводящего режима при расходе жидкого гелия около 0,6 г/с.

Следующие испытания проводились в погружном варианте, т.е. при помещении соленоида в объем с жидким гелием. Это дало возможность значительно увеличить магнитное поле и изучить поведение макета при больших механических нагрузках. Были проведены испытания:

а) В собственном магнитном поле. При $I = 5150$ А магнитная система перешла в нормальное состояние. Поле на обмотке — 2,4 Тл, механическое напряжение в шине $\sigma = 8$ кг/мм². Ток перехода в нормальное состояние соответствует току перехода короткого образца (см. рис.3).

б) Дополнительно к собственному полю соленоида прикладывалось внешнее поле $B = 3$ Тл. Ток перехода $I = 3060$ А (собственное поле $\sim 1,4$ Тл). Общее поле $3 + 1,4 = 4,4$ Тл. Механическое напряжение в шине — 8,8 кг/мм². Ток перехода в нормальное состояние также соответствует току перехода короткого образца.

Таким образом, в результате испытаний макета соленоида установлено:

1) намотка СП-шины на ребро на диаметр 360 мм и проклейка клеем КРИОСИЛ не изменяют электромагнитных и механических свойств сверхпроводящего токонесущего элемента по сравнению с короткими образцами;

2) выбранное расстояние между охлаждающими трубками по обмотке около 30 см оказалось достаточным для захлаживания двух слоев сверхпроводящего токонесущего элемента до гелиевой температуры и перевода ее в сверхпроводящее состояние;

3) многократное термоциклирование не выявило каких-либо механических повреждений;

4) сверхпроводящий токонесущий элемент выдерживает механические напряжения, превышающие расчетные для рабочего режима.

5. Сверхпроводящий соленоид спектрометра АМПИР

На основании проведенных расчетов и испытаний макетов в РНЦ «Курчатовский институт» совместно с АО КРИОГЕНМАШ был сконструирован магнит, удовлетворяющий всем вышеуказанным требованиям физического эксперимента. Основными узлами магнита являются: сверхпроводящая обмотка, блок тоководов, криостат, магнитопровод.

5.1. *Катушка сверхпроводящего соленоида.* Для намотки сверхпроводящей катушки соленоида в ИСФТТ РНЦ «Курчатовский институт» создан специализированный участок, позволяющий производить намотку больших соленоидов. Сверхпроводящий соленоид наматывался сверхпроводящим токонесущим элементом (СП-шиной) на ребро в виде цилиндрической двухслойной обмотки (417 витков в слое) со средним диаметром 1165 мм и длиной 1800 мм (рис.5). Обмотка приклеивалась эпоксидным клеем КРИОСИЛ следующего состава: смола СЭДМ-3 — 1 весовая часть, отвердитель Л-20 — 0,5 весовой части, наполнитель из порошкообразного нитрида бора — 0,75 весовой части. Вес катушки — 450 кг, самоиндукция — 0,4 Гн, толщина катушки — 16 мм, или 0,29 радиационной длины.

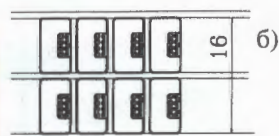


Рис.5. Сверхпроводящий соленоид установки АМПИР: а) внешний вид катушки соленоида; б) двухслойная обмотка в разрезе: зазоры между витками ($\sim 0,4$ мм) заполнены хлопчатобумажной изоляцией, пропитанной КРИОСИЛом

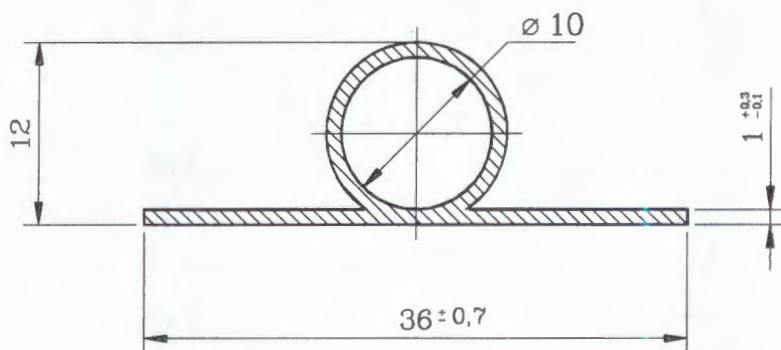


Рис.6. Охлаждающие трубки гелиевого контура специального профиля (профиль прессованный ПС 890-131, материал АМГ-2)

Для охлаждения обмотки применен метод косвенного криостатирования. Парожидкостная смесь гелия при температуре $T = 4,2 + 4,5$ К должна прогоняться через приклеенные вдоль оси 12 алюминиевых трубок специального профиля (рис.6) внутри обмотки и 24 таких же трубки с внешней стороны обмотки. Подобный профиль был выбран для увеличения теплоконтакта хладагента с охлаждаемой катушкой. Азотное охлаждение производится жидким азотом, протекающим через алюминиевые трубки азотного экрана из азотного танка.

Для уменьшения теплопритоков к соленоиду от внешней среды используется суперизоляция СВТИ (см. раздел 5.3) между комнатной и азотной температурами и меж-

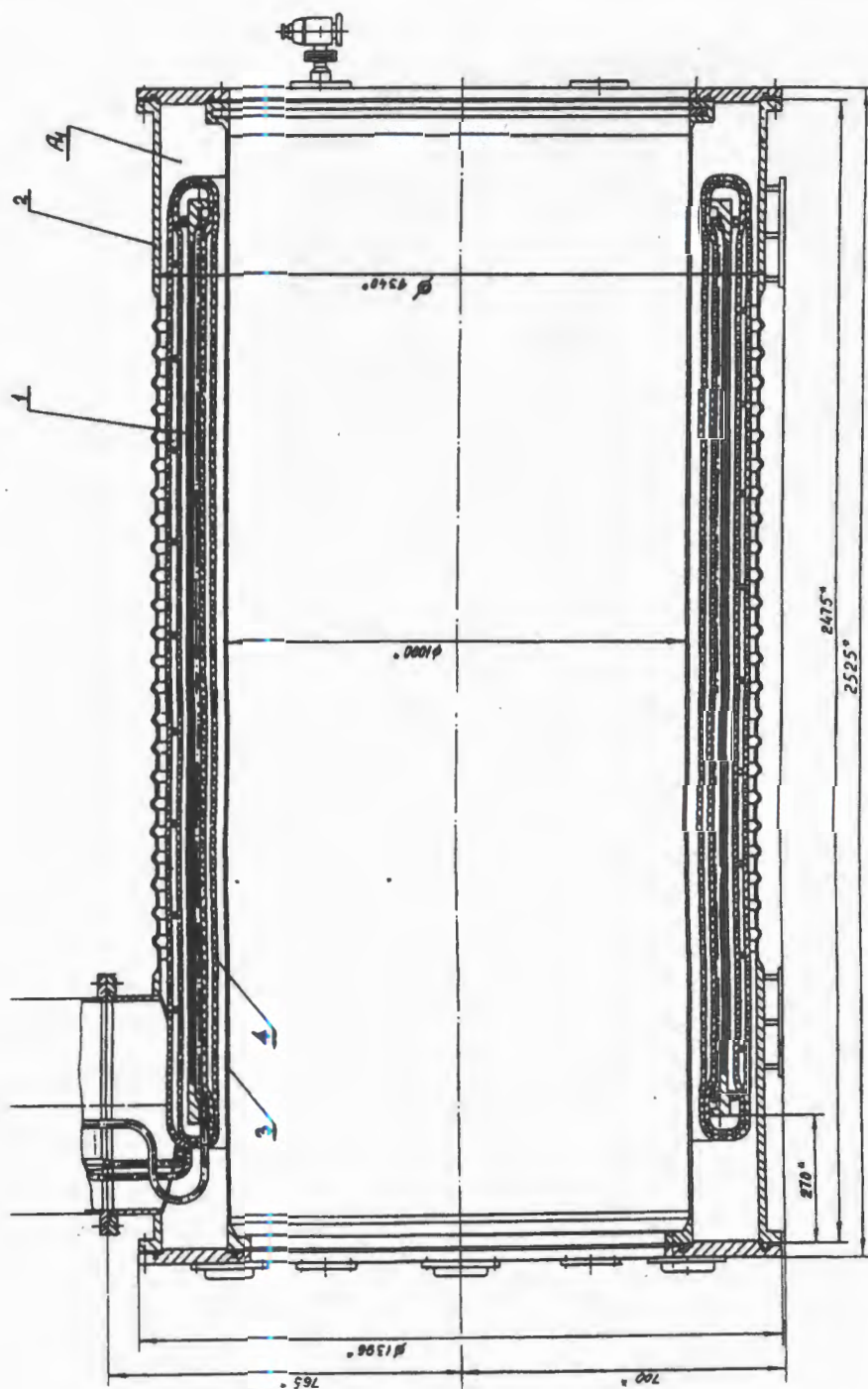


Рис. 7а. Схема криостата. Общий вид криосолеоида. 1 — двухслойная сверхпроводящая обмотка, 2 — внешняя гофрированная обечайка, 3 — внутренняя обечайка, 4 — маты СВТИ

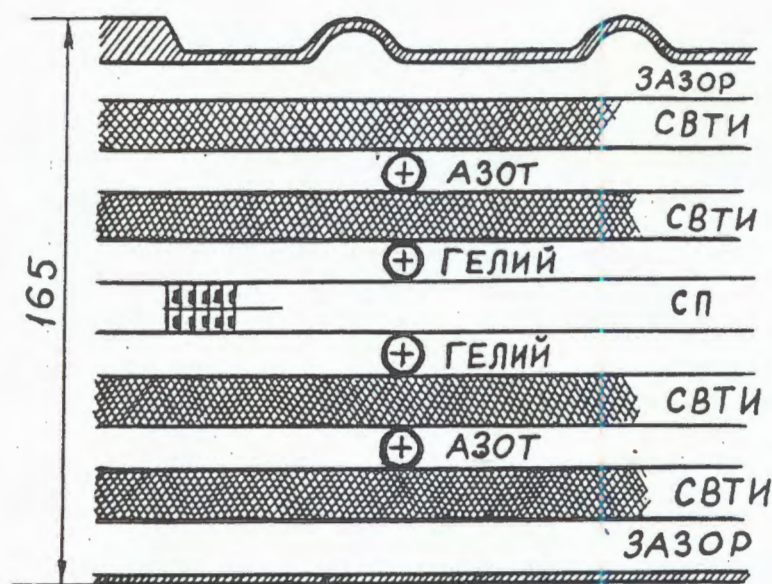


Рис.7б. Схема криостата. Криосоленоид в разрезе, СВТИ — маты суперизоляции, СП — сверхпроводящая обмотка, АЗОТ, ГЕЛИЙ — системы охлаждающих трубок для жидких азота и гелия

ду азотной и гелиевой температурами (рис.7б). Применение такой суперизоляции позволяет резко (в 3—4 раза) понизить теплопритоки. Расчеты показывают, что сверхпроводящий провод в рабочем состоянии в самом теплом месте должен иметь температуру, не превышающую $T = 4,7$ К.

5.2. *Криостат.* Корпус криостата сделан из алюминиевых сплавов с внешней гофрированной обечайкой из листа $\delta = 4$ мм и внутренней обечайкой из листа $\delta = 3$ мм (рис.7а). Выбор толщины и материалов — результат компромисса между требованиями прочности и стремлением минимизировать количество вещества (требование радиационной прозрачности). Криостат имеет размеры: длина — 2525 мм, внутренний диаметр — 1000 мм, внешний диаметр — 1396 мм. СП-соленоид подвешен внутри корпуса криостата на специальных стеклотекстолитовых растяжках и упорах конструкции НПО КРИОГЕНМАШ. Внешний вид изготовленного криостата представлен на фото рис.8.

5.3. *Система криогенного обеспечения.* В установке АМПИР применена сверхпроводящая магнитная система с косвенным охлаждением, при которой токонесущие витки катушки электромагнита охлаждаются примерно до 4,5 К циркулирующим по каналам охлаждения двухфазным гелием.

Всего на обмотке — 36 горизонтальных каналов охлаждения (24 — на наружной поверхности и 12 — на внутренней). Каналы выполнены из алюминиевых спецпрофилей, приклеенных плоской полкой к обмотке клеем КРИОСИЛ. Внутренний

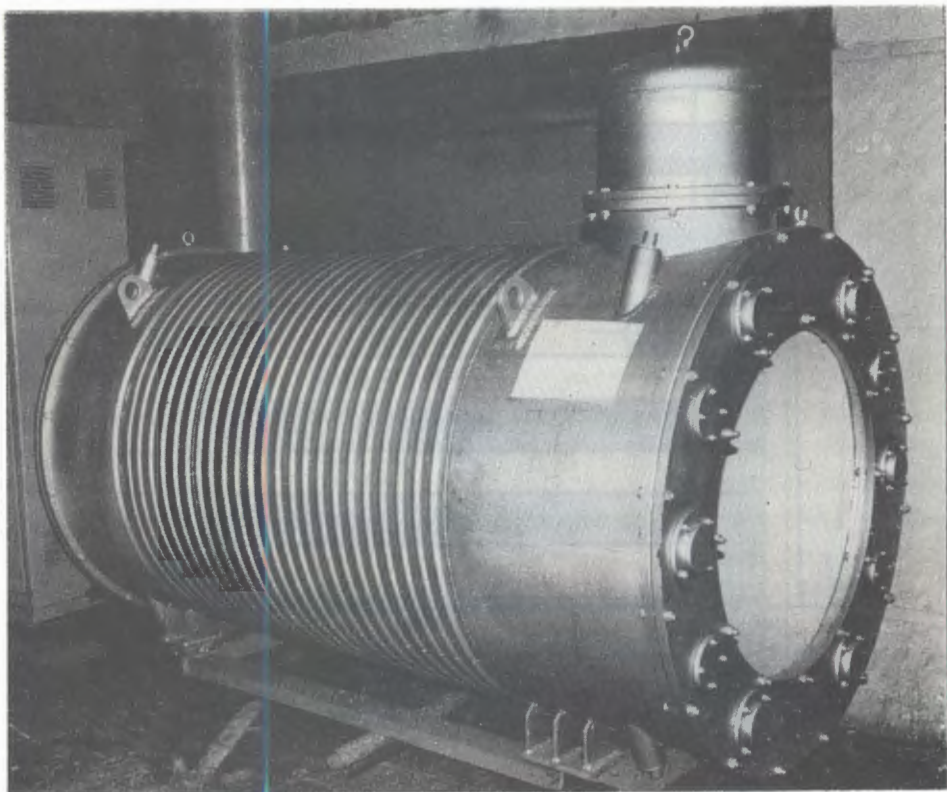


Рис.8. Внешний вид криостата

диаметр канала — 10 мм, толщина стенок — 1 мм. Все каналы (рис.9) разделены на 6 параллельных ветвей по 6 каналов в каждой таким образом, чтобы гидравлические сопротивления ветвей были примерно одинаковы и в пределах ветви отсутствовали опускные участки. В связи с этим раздающий гелиевый коллектор, расположенный в районе переднего бандажного фланца и выполненный в виде разрезного кольца из трубки с внутренним диаметром 12 мм, подает гелий в самые нижние (4 — на наружной поверхности обмотки и 2 — на внутренней) каналы охлаждения. По длине каждой ветви соответствующие горизонтальные каналы на концах обмотки соединены между собой гибкими сильфонными участками, вклеенными в коллекторы. Вывод двухфазного гелия из системы охлаждения обмотки в блок тоководов осуществляется двумя трубками, к каждому выводу в районе верхней части переднего бандажного фланца сколлектированы по три ветви каналов охлаждения.

Криогенная система обеспечивает все три основных режима: захлаживание до рабочего уровня температур, криостатирование СП-обмотки и тоководов, отогрев. На рис.10 представлена принципиальная схема системы охлаждения магнита. Отличительной особенностью указанной системы является то, что все криогенные коммуникации

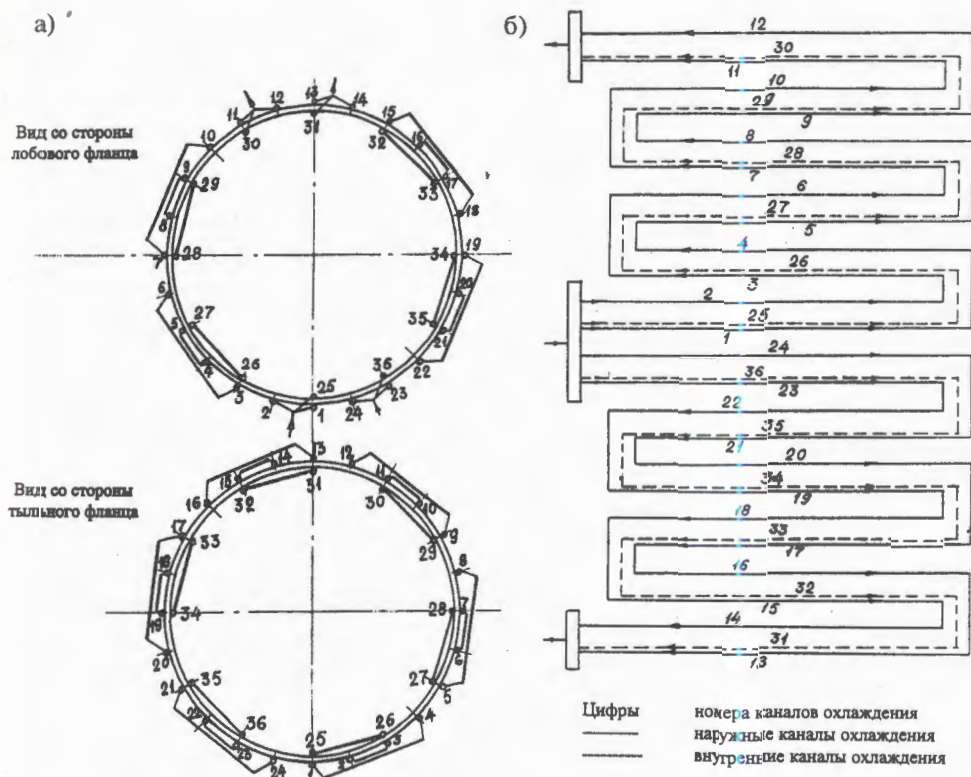


Рис.9. Гидравлическая схема гелиевого контура охлаждения. а) Схема коммутации гелиевых каналов охлаждения обмотки. б) Гидравлическая схема (развертка)

магнита расположены на блоке токовводов. Жидкий гелий от внешнего источника (например, от транспортного или стационарного резервуара) с помощью переливного сифона поступает в обмотку через ввод 7 и в бачок блока токовводов через ввод 8. Ввод 7 проходит через бачок с целью компенсации тепловых потерь в переливном сифоне и тем самым снижения паросодержания на входе в обмотку. Ввод 6 (без тепловой связи с гелием в бачке) используется в режимах захолаживания и отогрева, при этом переключение вводов осуществляется посредством двух встроенных клапанов с пневмоприводами.

Слив парожидкостной смеси, поступающей из обмотки магнита, осуществляется в бачок блока токовводов. Паровая фаза при этом поступает из бачка на охлаждение верхних участков обоих токовводов, а жидкий гелий через специальные каналы, охлаждая участки СП-шин между обмоткой и соответствующим токовводом, поступает в нижние части токовводов. В режиме криостатирования регулирование подачи жидкого гелия, необходимого для охлаждения всего магнита (обмотки и токовводов), осуществляется так, чтобы поддерживать постоянным уровень жидкости в бачке блока токо-

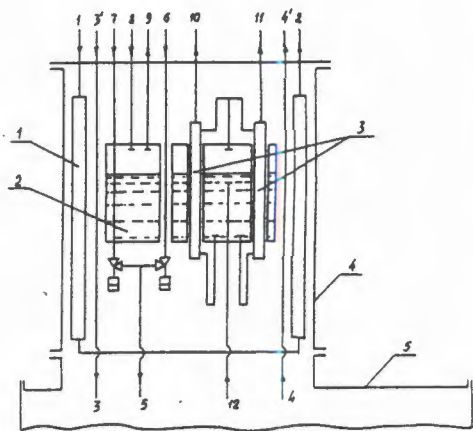


Рис.10. Принципиальная схема системы охлаждения магнита. 1 — азотный экран блока токовводов. 2 — бачок жидкого гелия, 3 — токоввод; 4 — корпус блока токовводов, 5 — криостат соленоида. Вводы: 1, 2 — вход и выход из азотного экрана блока токовводов; 3, 4 — вход и выход из азотного экрана обмотки; 6, 7, 5 — подача жидкого гелия в обмотку магнита; 8 — подача жидкого гелия в бачок блока токовводов; 9 — газосброс из бачка; 10, 11 — выход газообразного гелия из токовводов; 12 — выход двухфазного гелия из обмотки в блок токовводов

вводов, поступающей из обмотки. Измерение уровня жидкого гелия в бачке выполняется при помощи дифманометра, к входам которого подключены импульсные трубки из верхней и нижней точек бачка блока токовводов.

Гелиевая криогенная система магнита для уменьшения влияния внешних теплопритоков имеет теплозащитные экраны, охлаждаемые жидким азотом. Азотный экран обмотки состоит из 4 параллельно соединенных ветвей (2 — на наружной поверхности и 2 — на внутренней). Каждая ветвь представляет собой змеевик без опускных участков из алюминиевой трубки с внутренним диаметром 10 мм, содержащей 6 горизонтальных участков вдоль обмотки. Между трубками экрана расположены два слоя алюминиевой фольги толщиной $20 \cdot 10^{-3}$ мм, к трубкам фольга прижимается специальными скобами-зажимами. Азотный экран блока токовводов состоит из жесткой алюминиевой обечайки толщиной 1 мм, на которой с помощью хомутов прикреплен канал охлаждения в виде змеевика из трубки 12×1 мм.

В криогенной системе установки АМПИР используется современная слоисто-вакуумная теплоизоляция (СВТИ), состоящая, главным образом, из предварительно изготовленных матов. Каждый мат изоляции содержит 20 слоев металлизированной пленки ПЭТ-К-ДА-12 и 19 слоев стеклотумаги марки БМД-К. Маты изоляции устанавливаются между обмоткой и азотным экраном, а также между азотным экраном и корпусом криостата. В изоляционной полости криостата рабочее давление не должно превышать $1,3 \cdot 10^{-2}$ Па.

На фото рисунка 11 представлен внешний вид сверхпроводящего соленоида с системой охлаждения. Проверка на герметичность системы охлаждения показала, что на уровне вакуума 10^{-3} течей не обнаружено.

5.4. Расчеты захолаживания соленоида. Основным условием проведения расчетов захолаживания является необходимость выполнения требования, чтобы в любой момент процесса разность температур в любых двух точках обмотки соленоида не превышала 20 К. Для контроля выполнения этого требования на теле обмотки и гелиевых каналах охлаждения установлены 15 датчиков температуры (см. раздел 6).

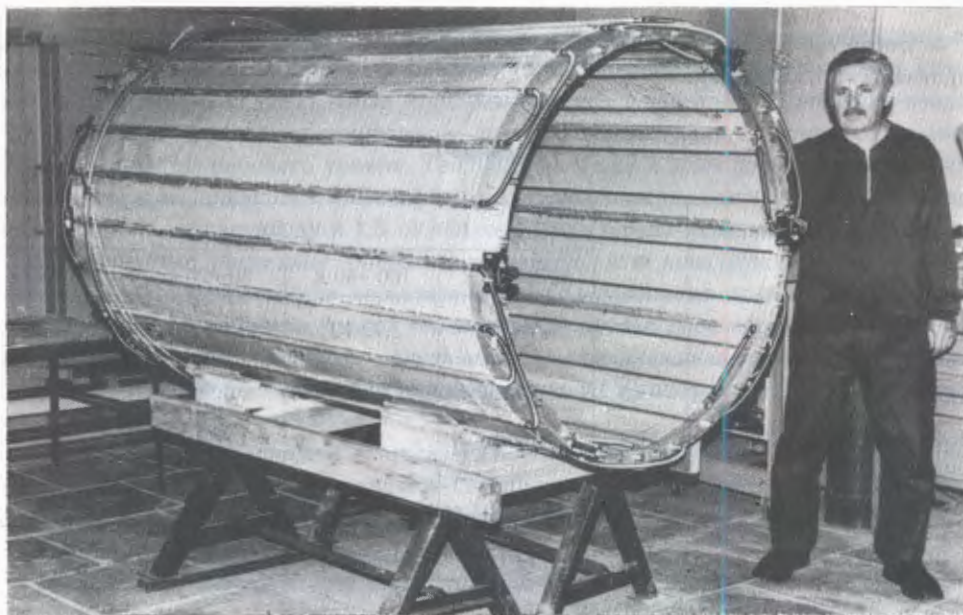


Рис.11. Внешний вид сверхпроводящего соленоида с гелиевыми контурами охлаждения и температурными датчиками на поверхности обмотки

В данной работе все характеристики режима захлаживания, включая расчеты затрат криоагентов, выполнены для способа захлаживания от рампы высокого давления через систему азотно-гелиевых теплообменников без рекуперации паров жидкого азота. В табл.1 приведены значения тепловой энергии, отводимой от СП-соленоида в режиме захлаживания в различных диапазонах температуры.

Для перепада давления $(1,0 \pm 0,2)$ атм итерационным методом определены расход криоагента и распределение гидравлических потерь по элементам системы. Основные потери давления имеют место на входном гибком трубопроводе. Для захлаживания от 300 до 280 К и от 100 до 80 К расход газообразного гелия составляет 2,5 и 4,16 г/с соответственно.

В табл.2 приведены значения времени различных ступеней захлаживания, определенных из баланса тепловых потоков, а также общее время для случая ступенчатого захлаживания. При этом затраты жидких криоагентов на захлаживание определялись из следующих условий:

- при $T_{вх} > 80$ К расход и температура газообразного гелия на входе в СП-соленоид устанавливается в результате смешения потока гелия с температурой окружающей среды и потока, пропущенного через азотную ванну;

- при $T_{вх} < 80$ К расход и температура газообразного гелия на входе в СП-соленоид устанавливается в результате смешения потока газообразного гелия через азотную ванну и потока жидкого гелия;

— после выхода из блока токовводов газообразный гелий без рекуперации холода направляется в газгольдер.

Таблица 1

Элемент системы, материал	Масса, кг	Q, Дж			
		300 +280 К	100 +80 К	80 +20 К	300 +80 К
1. Обмотка, фланцы, охлаждение, алюминий	324	$5,74 \cdot 10^6$	$2,72 \cdot 10^6$	$3,06 \cdot 10^6$	$5,21 \cdot 10^7$
2. Обмотка, медь	93,6	0,715	0,352	0,562	5,85
3. Коллекторы, узлы, крепления, сталь	21,4	0,205	0,10	0,115	1,83
4. СВТИ	18,5	0,07	0,07	0,212	0,78
СП-соленоид в целом	460	$6,73 \cdot 10^6$	$3,24 \cdot 10^6$	$3,95 \cdot 10^6$	$6,05 \cdot 10^7$

Таблица 2

Характеристика, ед. измерения	300+280 К	100+80 К	80+20 К
1. Время (балансное) одной ступени охлаждения	7,2	2,1	0,84
2. Расход гелия в канале охлаждения, г/с	0,069	0,116	0,116
3. Скорость гелия в канале охлаждения, м/с	4,4	2,0	0,6
4. Коэффициент теплопередачи в канале охлаждения, Вт/м ² К	54	27	34
5. Модифицированный критерий Стентона $\alpha F / G_{cp}$	9,3	2,8	3,5
6. Затраты жидкого азота на одну ступень охлаждения, кг	34	1,81	20
7. Затраты жидкого гелия на одну ступень охлаждения, кг (л)	—	—	9,2(73,5)
8. Общее время захлаживания от 300 до 4,2 К (при ступенчатом захлаживании с $\Delta T = 20$ К), ч	52		
9. Общие затраты жидких криоагентов на захлаживание от 300 до 4,2 К без использования КГУ (без учета режима тепловой стабилизации)			
— жидкого азота, кг	1900		
— жидкого гелия, кг (л)	11(88)		
10. Затраты криоагентов на режим тепловой стабилизации в течение 6 часов			
— жидкого азота, кг	20		
— жидкого гелия, кг (л)	31,4(245)		

После достижения температуры обмотки, близкой к рабочей, необходимо в течение не менее 6 часов провести режим тепловой стабилизации, во время которой снимаются локальные остаточные «тепловые пятна» в системе, в тепловой изоляции СВТИ устанавливается стационарное температурное поле, система заполняется жидким гелием до рабочего уровня. Тепловая нагрузка в этом режиме постепенно (по экспоненте) приближается к рабочей нагрузке режима криостатирования без введения тока, она принималась равной 1,5 от теплопритока в режиме криостатирования.

Выполненные расчетные оценки показывают, что конструкция, гидравлическая схема и теплогидравлические характеристики СП-соленоида позволяют провести его захлаживание до рабочего уровня температур за приемлемое время (примерно 50 часов). Общие затраты жидких криоагентов на захлаживание и режим тепловой стабилизации (вариант схемы без использования КГУ) составляют: жидкого гелия — 340 л, жидкого азота — 1950 кг.

Технологический процесс отогрева СП-соленоида полностью идентичен процессу захлаживания, но режима тепловой стабилизации не требуется. Основные характеристики режима отогрева: время отогрева — около 50 часов; затраты жидкого гелия — 74 л; затраты жидкого азота — 1700 кг.

5.5. Блок токовводов. Для ввода тока до 3,5 кА в сверхпроводящую обмотку и подачи хладагентов в конструкции магнита имеется специальный блок токовводов с баком жидкого гелия объемом 30 л, защищенный от внешнего тепла суперизоляцией и азотным экраном. В баке находится змеевик, по которому подается под давлением жидкий гелий для охлаждения катушки и сверхпроводящих частей подводящих проводников. Концы проводников, припаянные к токовводам, также охлаждаются жидким гелием. Температура гелия на входе в обмотку — 4,6 К, на выходе из нее — 4,7 К, в самой теплой части — не более 5 К. В настоящее время блок токовводов изготовлен и проходит испытания и доработку с целью оптимизации его параметров.

5.6. Магнитопровод и однородность поля. При проектировании такого большого магнита возникал ряд вопросов, одним из которых был вопрос — насколько однородное магнитное поле в заданном рабочем объеме удастся получить при наиболее простой обмотке — цилиндрической. Для выяснения этого был изготовлен макет магнита в 1/3 натуральной величины. На нем было проведено исследование влияния конфигурации железного магнитопровода на однородность магнитного поля во внутреннем объеме катушки, которая была намотана обычным медным проводом ПЭВ-2,1 в 2 слоя на шпильку из нержавеющей стали [6]. Измерения магнитного поля при различных конфигурациях магнитопровода показали, что, во-первых, однородность поля может быть достигнута не хуже $1 \pm 1,5\%$, а во-вторых, магнитное поле внутри соленоида практически не зависит от формы

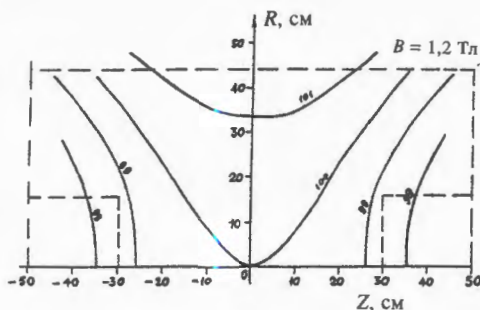


Рис.12. Результаты расчета неоднородности магнитного поля по программе POISSON. R — расстояние от оси магнита, Z — расстояние от центра магнита к краям соленоида

магнитопровода даже при варианте, когда в продольных частях магнитопровода магнитное поле достигало величины $B_{ж.} \sim 1,7$ Тл. В реальном магните сечение железного магнитопровода выбирается, чтобы при $B_{внутр.} \sim 1,0$ Тл обеспечивалась величина $B_{ж.} \leq 1,5$ Тл в любой части магнитопровода. Даже при таком условии масса магнитопровода должна быть более 30 тонн.

Расчет по двумерной программе POISSON показал, что для выбранного магнитопровода (рис.12) возможно получить неоднородность магнитного поля в рабочем объеме, не превышающую 2 %.

6. Контроль за температурой

6.1. *Установка датчиков температуры.* Для контроля процесса захлаживания СП-обмотки и контроля состояния соленоида во время работы, а также для обеспечения безопасности в аварийных ситуациях, в разные точки магнита устанавливаются температурные датчики (рис.13). В качестве термометров взяты специально отобранные и откалиброванные терморезисторы [7]. При достаточно низкой их стоимости и малых размерах (до 10 мм^3), как показывает опыт, они имеют высокую стабильность и надежность в работе. Для точного измерения температуры необходимо помещать термометр внутрь измеряемого тела, где существуют изотермические условия для измерительного места. В реальной ситуации приходится вести монтаж термометров в тех местах, где трудно его осуществить: в трубках с тонкими стенками, в готовых обмотках магнита и т.п.

Таким образом, приходится применять так называемые косвенные методы измерения температуры, помещая термометры на поверхность измеряемого объекта. Сложность заключается в том, что в вакуумном пространстве магнита существуют различные виды теплопритоков от наружного вакуумного кожуха, находящегося при комнатной температуре, к криогенным поверхностям за счет конвективного теплообмена остаточным газом и инфракрасного излучения. Влияние такого теплопритока на показания термометров может быть существенным. Чтобы решить задачу точного измерения температуры в данном месте, в сверхпроводящем магните АМПИРа предложен монтаж термометров с квазизотермическими условиями.

Для создания изотермических условий для измерительного места термометры помещены в специальные кейсы из алюминия и меди (рис.14). Алюминиевые кейсы использовались для закрепления датчиков на плоской поверхности (подошвы алюминиевого профиля) и почти плоской (цилиндрическая поверхность соленоида в пределах алюминиевого кейса). Медные кейсы использованы для закрепления термодатчиков на трубках гелиевого коллектора. Часть термометров установлена в алюминиевых фланцах. На подошвах алюминиевого профиля и на поверхности обмотки алюминиевые кейсы приклеены эпоксидным клеем КРИОСИЛ. Провода от термометров тоже приклеены КРИОСИЛом вдоль оси обмотки до выхода у токового фланца. Медные кейсы к трубкам из нержавеющей стали припаивались свинцово-оловянным припоем.

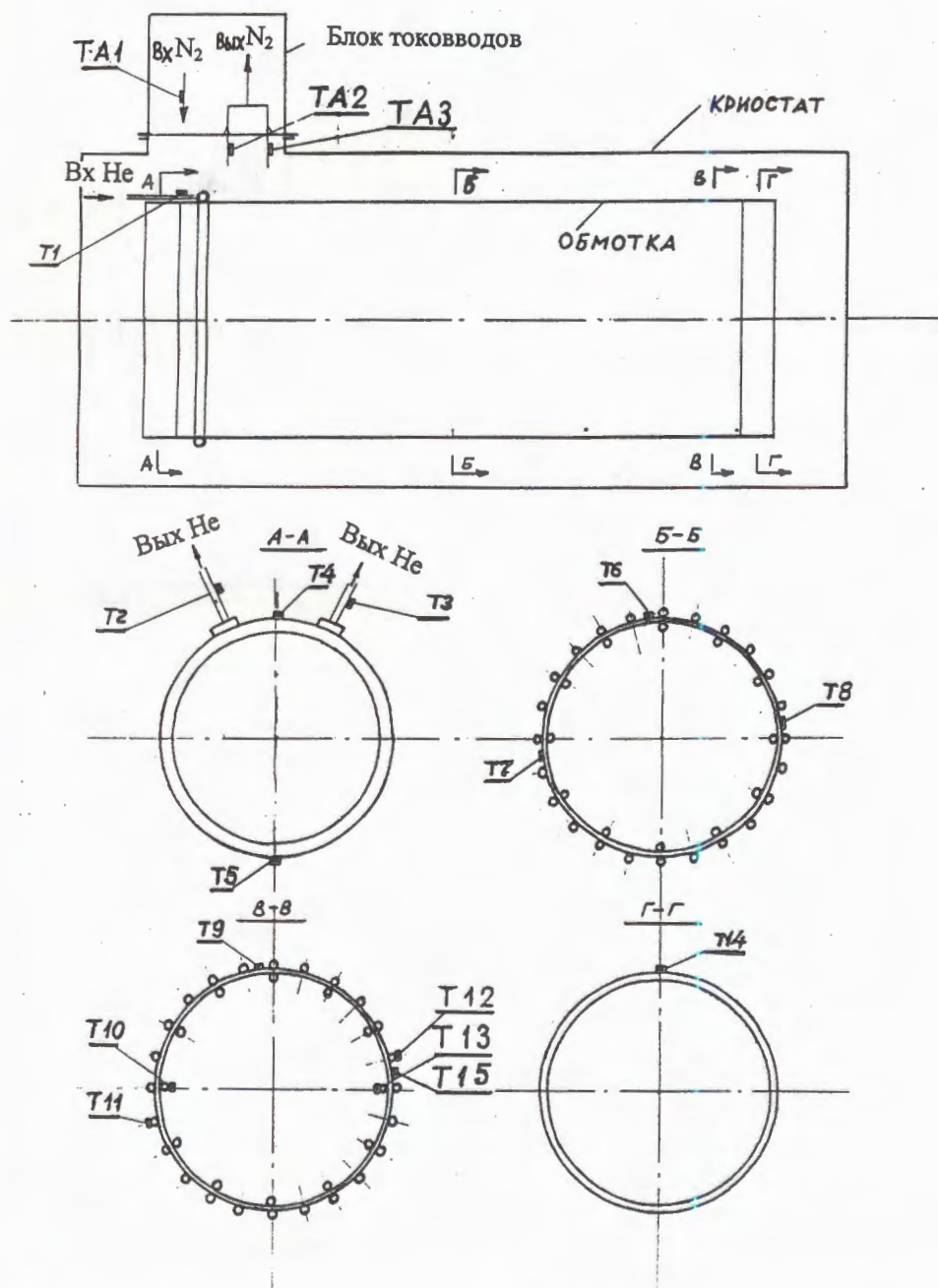


Рис.13а. Схема расположения температурных датчиков. Общая схема расположения термометров

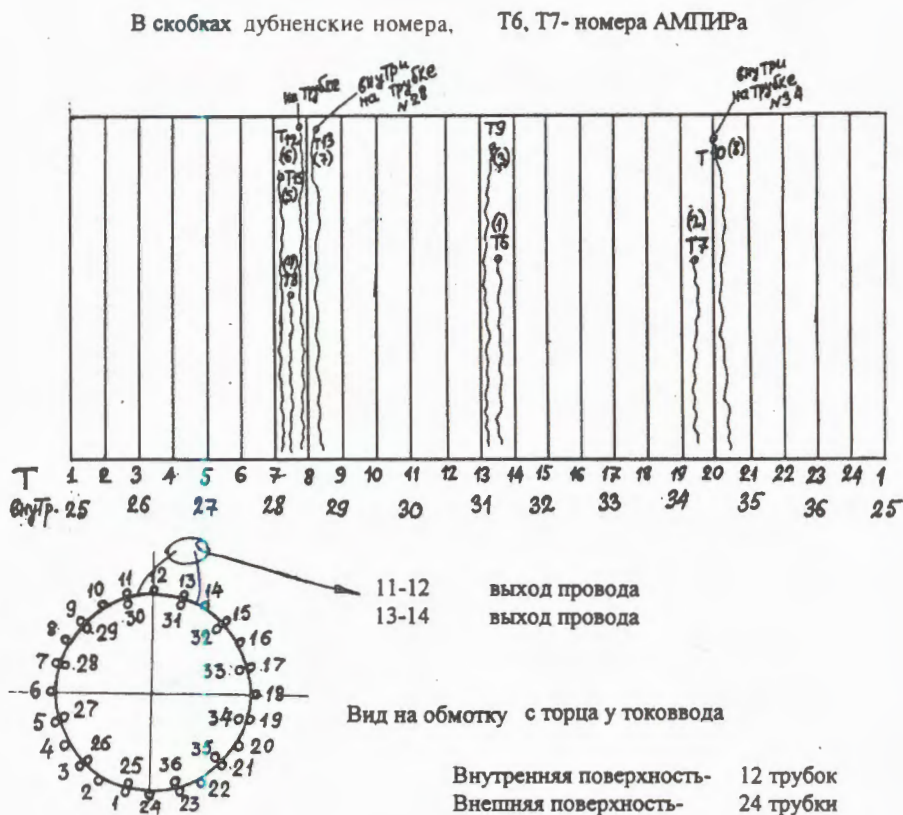


Рис.136. Схема расположения температурных датчиков. Схема размещения термо-датчиков на обмотке соленоида

Сами термометры внутри алюминиевых и медных кейсов монтировались с использованием теплопроводной вакуумной смазки «Apiezon». Затем кейсы с термометрами покрывались 3—5 слоями суперизоляции.

6.2. Система измерения температуры. Функциональная схема термометрии включает в себя: набор термометров типа ТВО-0.125, подключенных каждый в отдельности к входам коммутатора аналоговых сигналов КА004. Сигнал с выбранного термометра подается на аналогово-цифровой преобразователь, в качестве которого выбран промышленный цифровой вольтметр типа DIGITAL VOLTMETER-V530. Данные с вольтметра в виде параллельного цифрового кода через входной регистр и контроллер КК009 считываются в ЭВМ. От каждого термометра идет кабель из 4 проводов из манганина диаметром 0,15 мм в эмалированной изоляции, заканчивающийся 4-штырьковой микровилкой с золочеными контактами. Далее через контактные линейки (микророзетки с золочеными контактами) питание постоянным током от специального высокостабилизированного источника тока (10 мкА на один термометр) и съем сигнала идут

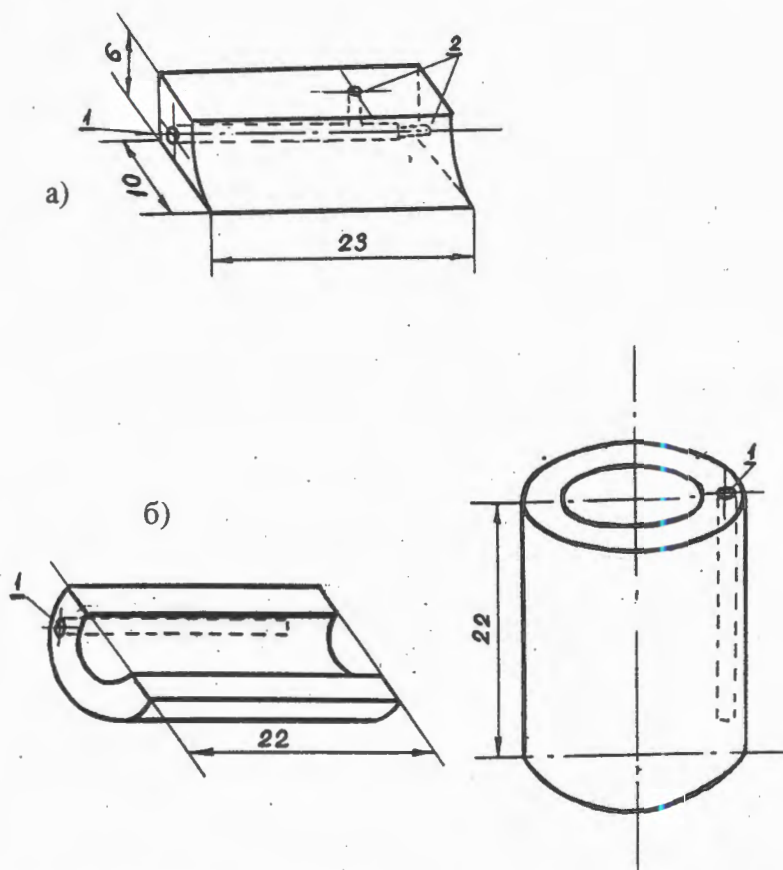


Рис.14. Кейсы для температурных датчиков: а) алюминиевый, 1 — входное отверстие, 2 — выходные отверстия; б) два типа медных: полуцилиндр и цилиндр

по проводам ПЭЛШО $0,12 + 0,15$ мм, выходящим на герметичные разъемы при комнатной температуре. Для уменьшения теплопритоков от этих проводов к термометрам кабель от разъемов фиксируется на азотной температуре в районе токовводов.

Точность измерения величины сопротивления резистора ограничивается стабильностью питающего тока, который может меняться под влиянием возникающих термоЭДС в местах контакта разноименных металлов. При необходимой точности измерения температуры — 0,5 % термометры запитываются постоянным током. Для каждого термометра по нескольким экспериментальным точкам (11 точек) от комнатной до гелиевой температур были составлены полиномы (зависимость сопротивления от температуры), по которым в дальнейшей работе можно определять температуру

местоположения данного резистора в зависимости от его сопротивления во всем диапазоне температур от жидкой азотной до гелиевой ($4,2 \pm 300$ К).

7. Расчет общей радиационной толщины криосоленоида

При расчете радиационных длин использовались следующие данные (радиационные длины в мм):

Таблица 3

Алюминий	89
Медь	14,4
Свинец	5,62
Олово	12,09
Ниобий	11,81
Титан	35,94
Припой ПОССУ-30-2	7,3
Углепластик	400
Стеклотекстолит	200
СП-кабель в медной матрице	17

Для слоисто-вакуумной теплоизоляции и хлопчатобумажной изоляции, пропитанной эпоксидным клеем КРИОСИЛ, принимаем радиационную длину, как для стеклотекстолита.

Таблица 4

Элемент соленоида	Материал	рад. дл., мм
1. Обечайки, внутренняя и внешняя	алюминий	0,0841
2. Азотные экраны с трубками	алюминий	0,00787
3. Гелиевые трубки-профили	алюминий	0,00955
4. Суперизоляция (майл:новые «одеяла»)	алюминий + стекло	0,01455
5. Скрепляющие шпильки	алюминий	0,00584
6. Сверхпроводящий прозод в алюмомедной матрице		
а) алюминиевая матрица	алюминий	0,10225
б) омеднение матрицы	медь	0,03465
в) оловянно-свинцовый припой	свинец + олово	0,0685
г) сверхпроводящий прозод Ni-Ti в медной матрице	медь + ниобий + титан	0,0823
д) хлопчатобумажная изоляция, пропитанная КРИОСИЛОМ		0,01035
Весь соленоид (с криостатом)		0,42

Для СП-провода и свинцово-оловянного припоя расчет радиационных длин производился с учетом весовых концентраций простых веществ, входящих в состав сложного.

Заключение

В настоящее время закончен в основном этап изготовления всех элементов магнита, включая криосоленоид, блок тоководов, систему термоконтроля и др. Следующие задачи связаны с запуском и наладкой всей магнитной системы. Это — тема следующих этапов работы.

В заключение авторам хотелось бы привести таблицу основных параметров создаваемого сверхпроводящего магнита установки АМПИР и сравнить их с параметрами существующих зарубежных аналогов (часть данных взята из обзора [8]):

Таблица 5

	Zeus	CELLO	TPC	CLEO	CDF	VENUS	АМПИР (АМПИР)
Индукция, Тл	1,8	1,3	1,5	1,0	1,5	0,75	~ 1,2
Внутренний диаметр, м	1,72	1,66	2,17	2,0	2,86	3,54	1,154
Длина обмотки, м	2,85	3,42	3,3	3,2	5,07	5,27	1,8
Ток, кА	5,0	3,3	2,27	—	5,0	4,0	2,8
Запасенная энергия, МДж	16	7,0	11,0	9,4	31	11,7	1,6
Рад. толщина	0,9	0,5	0,68	0,7	0,86	0,52	0,42
Сечение провода	6 × 9	1,6 × 2,2	3,6 × 0,9	—	20 × 3,9	6,6 × 10	4 × 7
Материал матрицы	Cu, Al	Cu, Al	Cu	—	Cu, Al	Al	Cu, Al

Из таблицы видно, что создаваемый магнит не уступает существующим аналогам, а по ряду параметров, в том числе по радиационной толщине, превосходит их. Авторы надеются, что с введением в строй магнита установки АМПИР физики получают новые возможности для изучения физики промежуточных энергий.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №97-02-16647).

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую признательность за постоянный интерес к работе и поддержку С.Т.Беляеву, А.И.Малахову, В.Л.Кравчуку, А.Б.Курепину, а также выразить признательность за помощь на отдельных этапах работы А.Ф.Сустанову, А.А.Крикунову, Ю.А.Шишову, Д.М.Колупаеву, С.В.Афанасьеву.

Литература

1. Kurepin A.B. et al. — Preprint INR-769/92, Moscow, 1992.
2. Patarakin O.O., Kurepin A.B., Feofilov G.A. — Proceedings of the 5 International Symposium on Meson-Nucleon Physics, Boulder, Colorado, USA. September 1993. *πN Newsletter*, 1993, No.8, p.135.
3. Sustavov A.F. et al. — *Nucl. Instr. and Meth.*, 1992, v.A323, p.157.
4. Сустанов А.Ф. и др. — Приборы и техника эксперимента, 1994, т.5, с.31.
5. Anashkin O.P. et al. — *Advances in Cryogenic Engineering*, 1992, v.38B, p.609.
6. Картамышев А.А. и др. — ВАНТ, 1988, т.2(42), с.66.
7. Дацков В.И. — Препринт ОИЯИ 8-83-717, Дубна, 1985.
8. Шишов Ю.А. — В сб.: Рабочее совещание по программе экспериментов на встречных пучках, ОИЯИ, Д1-83-541, Дубна, 1983, с.116.

УДК 551.52

ATMOSPHERIC AEROSOLS AND POSSIBILITIES OF THEIR ANALYSIS FOR ELEMENTAL CONTENT AT THE IBR-2 REACTOR

V.F.Peresedov

Analytical possibilities of neutron activation analysis for studying the elemental content of atmospheric aerosols at the IBR-2 reactor are discussed on the basis of the experimental results on concentrations of nearly 40 elements in the air of two, namely, a remote and an industrial Siberian regions. Methodological aspects of the use of small-pore filters, the influence of their background trace-element contents on the sensitivity of NAA, the reliability of the results, as well as preferable strategy of atmospheric aerosols sampling are discussed.

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

Атмосферные аэрозоли и возможности анализа их элементного состава на реакторе ИБР-2

В.Ф.Переседов

На основе экспериментальных результатов количественного определения около 40 элементов в атмосферном воздухе двух регионов Сибири — фонового и промышленного — обсуждаются аналитические возможности использования нейтронного активационного анализа (НАА) для изучения элементного состава атмосферных аэрозолей на реакторе ИБР-2. Рассматриваются методические вопросы использования мелкопористых фильтров, влияния содержащихся в них микропримесей на чувствительность НАА, надежности получаемых результатов, а также предпочтительная стратегия отбора образцов.

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

Most important goals of environmental monitoring are the estimation of the state of the environment, prognosis and elaboration of scientifically grounded recommendations for rational use of natural resources. For reliable estimates numerical data on pollutant contents in atmospheric air, soil, vegetation, water, etc., are needed. Moreover, it is necessary to know the elemental content of atmospheric aerosols, because often their contribution to contamination of the environment exceeds the allowed limit. Significant influence of atmospheric aerosols on the quality of the environment, human health, and the vegetable and animal world is caused by their characteristics, including the wide spectrum of sizes, chemical and ionic compositions, and the character of the quantitative elemental

distributions of aerosol particles of different sizes and their concentration levels in atmosphere.

Nowadays, systematic complex studies of aerosols and their influence on the environment have become an important scientific problem in connection with increasing technogenic impact on the environment. In atmosphere, aerosols of different origin experience intense intermixing and complex physical-chemical transformations. As a consequence, identification of the sources of atmospheric pollution and estimation of their emission power are difficult. Without knowing the emission power it is impossible to obtain reliable quantitative estimates of the aerosol contribution to the processes responsible for changes in the climate and the quality of the environment.

The developed mathematical methods and the measured spectra of aerosol sizes together with the obtained quantitative contents of elements in aerosols allow one to describe complex processes of their transformation and drifting, determine the sources and estimate their power, calculate the space-time fields of the concentrations of contaminating elements, and estimate the state and the quality of the environment.

Experimental

In these investigations an important stage is the accumulation of reliable and representative data on the content of trace-elements in the atmospheric air of different regions. The content of unbasic (trace) elements in atmospheric air is significantly lower than their content in such biomonitors as soil, vegetation, etc. Usually, sampling of atmospheric aerosols over a wide spectrum of sizes and masses is realized by aspiration of atmospheric air through small-pore filters using cascade impactors. As a result, the necessary amount of elements for the related analytical method can be accumulated on the corresponding filter of the impactor. Only analytical methods which provide high sensitivity, reliability, and selectivity can be successfully used for the analysis of atmospheric aerosols. This is especially important when samples of very clean atmospheric air or fractions of aerosols with low contents in the spectrum of masses are analysed.

Over the last years, a large number of aerosol samples collected by specialists from the Institute of Chemical Kinetics and Combustion (ICKC) SB RAS in different Siberian regions were analysed in the NAA department [1—3]. The obtained results confirmed the possibility of reliable determination of nearly 30-40 elements in coarse and submicronic aerosols.

Analytical possibilities of the NAA for these studies at the IBR-2 reactor are the subject of this work. The IBR-2 reactor is equipped with irradiation channels allowing the irradiation of samples with high neutron fluxes using a pneumatic facility. We apply NAA procedures for short-, medium-, and long-life nuclides. The identification of the elements is done over a wide spectrum of nuclides. The neutron spectra from the IBR-2 reactor contain thermal, epithermal, and fast neutrons [4] and allow two regimes of sample irradiation, i.e., irradiation with thermal, epithermal and fast neutrons and epithermal and fast neutrons. In the first regime, the sensitivity of the analysis is higher for Na, Al, Si, S, Cl, K, Sc, Ca, Cr, Ti, V, Mn, Co, Fe, Cu, Zn, La, Ce, Pr, Nd, Eu, Gd, Dy, Lu, Os, and Pt. In the second regime it is higher for F, Mg, Ga, Ge, Se, As, Br, Sr, Rb, Y, Zr, Nb, Ru, Mo, Tc, Rh, Cd,

Pd, Ag, In, Sn, Te, Sb, I, Ba, Cs, Pr, Sm, Tb, Ho, Tm, Er, Hf, Yb, W, Ta, Re, Ir, Hg, Au, Th, and U. The specifics of the neutron energy spectrum and the possibility of sample irradiation in two regimes (with and without Cadmium) allow one to provide the selectivity of the analysis relative to the elements interesting for aerosol studies. This is also important for the identification of the majority of their sources.

Determination of the net content of elements in atmospheric air requires that the background content of trace-elements in blank filters was subtracted. Therefore, reliable determination of the content of elements in blank filters is important. If dispersion of elements in blank filters is not high, subtraction and determination of the concentration of elements in atmospheric air will be more reliable. Often, dispersion is significantly high. For the F1 and F2 filters discussed below its mean value is $\approx 30\%$. The value of dispersion strongly depends on the technology of the filters production. In the studies of atmospheric aerosols the choice of a suitable filter for NAA with a low content of trace-elements is important. It is even better if a blank filter does not contain significant amounts of the elements whose nuclei are very strongly activated and can create an excessive Compton background and, as a result, significantly reduce the NAA sensitivity. The use of filters effectively adsorbing aerosols over a wide range of their sizes is most preferable in the analysis of their different fractions. Some errors of the analysis can be reduced if identical filters are used in all stages of cascade impactors.

In the general case, when the concentrations of elements in the samples are not very high, it is most desirable that the ratio of the element's amount accumulated from air to its amount in the blank filter $R_i = m_i / m_{i,0}$ (m_i is the mass of the i -th element) is high. An increase in $m_i = n_i \cdot V_{\text{air}}$ can be provided by aspiration of larger volumes of air (n_i is the concentration of the i -th element in air). However, sometimes excessive m_i amounts are undesirable because nuclides of the corresponding elements can significantly reduce the sensitivity. In practice, the accumulated m_i depends on a particular problem (study of hourly, daily, weekly, or monthly variations of the content of elements in air) and on the contamination level in air. Usually, analysts have to deal with a wide range of R_i .

Results and Discussion

The NAA of atmospheric air samples was fulfilled with the use of different small-pore filters. The characteristics of two of them, F1 and F2, and the regimes of air aspiration are presented in Table 1. The average concentrations of elements in blank F1 and F2 home filters were determined and are shown in Columns 1-2 in Table 2. Ten filters of each type were analysed.

Table 1. The characteristics of F1 and F2 filters and the regimes of air aspiration

	S	m	V_{air}	V_{ak}/S'	V/t
F1	0.5—2 cm ²	5—10 mg	20 m ³	10—40 m ³ /cm ²	0.8 m ³ /hour
F2	50 cm ²	150—200 mg	200 m ³	4 m ³ /cm ²	8 m ³ /hour

Table 2

	Concentr. in F1 (ppm)	Concentr. in F2 (ppm)	Content, ng per filter [5]	$R_{1,i}$	$R_{2,i}$	Remote reg. (ng/m ³)	Industr. reg. (ng/m ³)
Na	9.01E+1(32)	≤ 2.0E+2	160-9700	18	4	5.91E+2(21)	7.04E+2(30)
Al	9.38E-0(25)			97		3.38E+2(38)	
Mg	≤ 5.0E-0		28-1600	≥ 90		1.75E+2(31)	
Cl	1.17E+2(30)	1.10E+5(14)		8.6		3.77E+2(25)	
K	≤ 1.3E+1	≤ 3.3E+3		≥ 200	≤ 3	1.06E+3(37)	3.61E+3(70)
Ti	≤ 2.0E-0	≤ 3.0E+1		≥ 1000	≥ 100	7.87E+2(63)	2.65E+3(34)
Mn	3.55E-0(16)		< 2	13		1.78E+1(40)	
Sc	2.70E-3(25)	2.80E-2(15)		96	36	9.70E-2(42)	8.90E-1(42)
Cr	1.34E-0(18)	1.05E+1(35)	7-320	12	≤ 3	5.90E-0(66)	8.48E-0(56)
Ni	9.96E-1(21)	5.67E-0(13)	< 5	13	≤ 3	5.10E-0(45)	2.68E-0(71)
Fe	2.61E+1(33)	1.16E+2(20)	< 1000	15	14	1.45E+2(62)	2.60E+3(46)
Co	2.12E-1(17)	7.26E-1(50)	< 0.5	11	≤ 3	8.60E-1(80)	9.20E-1(48)
Cu	≤ 9.5E-0		5-60	≥ 20		7.41E+1(27)	
Zn	1.68E-0(23)	8.85E-0(43)	3-330	116	4.5	7.30E+1(82)	3.33E+1(24)
Se	1.11E-1(31)	≤ 5.0E-2					1.74E-0(51)
As	2.62E-2(36)	≤ 3.1E-0	< 5	37	5	3.60E-1(75)	1.41E+1(41)
Br	4.11E-1(27)	2.18E+2(10)		10	≤ 3	1.60E-0(45)	6.54E+1(31)
Sr	≤ 1.5E-1	≤ 3.7E-1	0.1-16		≥ 70		2.31E+1(33)
Rb	2.49E-2(42)	2.84E-1(10)	< 1	280	90	2.60E-0(54)	6.11E-0(42)
Zr	≤ 3.0E-1	≤ 1.4E-0			≥ 28		3.42E+1(47)
Mo	6.00E-2(60)	≤ 3.1E-1	< 1	44	≤ 3	1.00E-0(62)	2.04E-0(70)
Ag	7.30E-2(15)	1.26E-1(35)		12	≤ 3	3.40E-1(94)	2.05E-1(85)
Sn	1.20E-0(30)	≤ 4.0E-1			≥ 120		4.21E+1(59)
Cd	1.26E-2(76)	≤ 1.5E-0		100	5	4.70E-1(27)	6.70E-0(72)
Sb	1.50E-2(27)	1.96E-1(22)		7	7	3.90E-2(18)	1.38E-0(51)
Ba	4.32E-1(33)	5.30E-0(32)	2-10	47	9	7.70E-0(46)	4.10E+1(40)
Cs	1.97E-3(15)	1.18E-2(21)	< 0.3	40	36	3.01E-2(55)	3.70E-1(42)
La	3.75E-1(58)	1.44E-0(22)	< 0.3	≥ 3	≤ 3	5.80E-2(95)	2.92E-0(44)
Ce	8.76E-1(46)	4.77E-0(66)			≤ 3		5.60E-0(43)
Nd	6.71E-1(55)	≤ 6.5E-1			≥ 13		7.65E-0(38)
Sm	7.67E-4(22)	1.56E-2(50)		70	25	2.03E-2(53)	3.43E-1(43)
Eu	6.97E-3(20)	9.87E-2(45)		40	4.5	1.08E-1(48)	3.93E-1(40)
Tb	1.85E-3(68)	9.53E-3(25)		≥ 28	6	< 2.0E-2	4.84E-2(48)
Yb	1.20E-2(30)	≤ 1.5E-2			≥ 35		4.58E-1(63)
Hf	≤ 4.0E-3	5.05E-2(25)			13		4.49E-1(44)

	Concentr. in F1 (ppm)	Concentr. in F2 (ppm)	Content, ng per filter [5]	$R_{1,i}$	$R_{2,i}$	Remote reg. (ng/m ³)	Industr. reg. (ng/m ³)
Ta	8.77E-4(68)	2.11E-3(30)		70	36	2.30E-2(45)	6.69E-2(37)
W	1.75E-1(37)	7.00E-0(31)		12		8.10E-1(64)	
Au	2.08E-3(25)	1.20E-2(42)		14	≤ 3	1.10E-2(63)	5.80E-3(33)
Th	1.53E-3(47)	1.90E-2(15)	< 0.1	100	40	5.90E-2(41)	6.65E-1(38)
U	2.73E-3(16)	≤ 2.1E-1	< 0.1	36	≤ 3	3.71E-2(25)	4.23E-1(20)

In brackets () — confidence intervals in percents.

The content of elements in a clean and more expensive F1 blank filter is sufficiently low and is comparable with the quantitative content of some other ones [5] (clm.3, Tab.2). The contents of elements in the F1 filter do not cause any trouble to NAA of aerosol samples. This explains frequent use of F1 filters in the study of atmospheric aerosols. The element concentrations in the second F2 filter which is, not expensive are higher for most elements, especially, for Cl and Br ($\approx 10^5$ and ≈ 220 ppm). Because of a very high content of Cl, the NAA of short-life nuclides is practically impossible. The nuclide of Br⁸² with medium half-life of 35 hours emits several strong gamma-lines. A high level of its Compton background reduces the sensitivity or makes it impossible to determine elements with the use of nuclides with medium half-lives, such as Na²⁴, K⁴², Ca⁴⁷, Sc⁴⁸, Ni⁵⁷, Cu⁶⁴, Zn^{69m}, Ga⁷², As⁷⁶, Ge⁷⁷, Zr⁹⁷, Mo⁹⁹, Pd¹⁰⁹, Cd¹¹⁵, Sb¹²², La¹⁴⁰, Pr¹⁴², Ce¹⁴³, Eu^{152m}, Sm¹⁵³, Gd¹⁵⁹, Ho¹⁶⁶, Er¹⁷¹, Yb¹⁷⁵, Lu¹⁷⁷, Re¹⁸⁶, Re¹⁸⁸, W¹⁸⁷, Pt¹⁹¹, Os^{191m}, Ir¹⁹⁴, Hg¹⁹⁷, Pt¹⁹⁷, Hg^{197m}, Au¹⁹⁸, Pb²⁰³, Np²³⁹. The data obtained with F2 filters are discussed in this paper to find how results depend of unfavourable quantitative element contents in blank filters or, in similar circumstance, an excessive abundance of Br in atmospheric air ($n_{Br} \approx 220$ ng/m³).

The concentrations of elements in atmospheric air of two, a remote and an industrial (not highly contaminated), Siberian regions were obtained using F1 and F2 filters (clms.6—7, Tab.2). The concentrations are the result of averaging over 25 samples of daily aspirated atmospheric air from both regions. In accordance with these data the content of elements in the air of the industrial region is higher. The number of the elements determined with the use of medium-life and long-life nuclides do not differ significantly for these regions. Some elements were determined quantitatively using the medium-life nuclides, as Na²⁴, K⁴², As⁷⁶, Mo⁹⁹, Cd¹¹⁵, Sb¹²², La¹⁴⁰, Sm¹⁵³, Au¹⁹⁸, and U(Np²³⁹) in the air of the industrial region. The $R_{1,i}$ and $R_{2,i}$ (clms 4—5, Tab.2) determined as a ratio of the accumulated net concentration of the i -th element to the background concentration in blank F1 and F2 filters show that $R_{2,i}$ are systematically lower than $R_{1,i}$. Some $R_{2,i}$ are low (less than 10). This indicates a decrease in the reliability of quantitative determination of the corresponding elements.

Decreasing of reliability is caused by significantly higher concentrations of some elements in blank F2 filters and longer confidence intervals for some of them. More reliable data on element contents in blank F2 filters and significantly shorter confidence intervals are required not to make the concentrations of these elements in atmospheric air too high.

However, it is an established fact that there exists the real possibility of determination of the content of nearly 30 elements in atmospheric air using filters with a high Br concentration in the conditions similar to those of a high content of Br (or some other elements, such as La, As, Mo, Sb, W, U, etc., with medium-life nuclides) in air. This is certainly connected with the right choice of sampling conditions, i.e., aspiration of large volumes of air through F2 filters (and also with a higher content of elements in the air of the industrial region).

Table 3

	Det. Lims. with F1 and F2 filters, (ng/m ³)	South Pole [7], (ng/m ³)	Highly contaminated. regs. [6], (ng/m ³)
Na	1.2 - 22	3.3E - 0	200-1200
Al	0.5 - 660	0.82	600-1500
Mg	1.2 - 33000	0.73	100-2600
Cl	0.5 - 290	2.4	200-7000
K	105 - 1800	2.4	400-4000
Ti	> 0.5	0.1	80-140
Mn	0.05 - 330	0.012	30-390
Sc	0.00093 - 0.0037	0.00016	0.2-1.3
Cr	0.13 - 0.5	0.04	5-590
Ni	0.029 - 0.13		10-300
Fe	2.5 - 11	0.62	500-8100
Co	0.0017 - 0.0062	0.0005	0.5-3.1
Cu	280 - 910	0.03	10-350
Zn	0.033 - 0.13	0.033	80-1200
Se	0.0033 - 0.032	< 0.8	1-20
As	0.0034 - 0.19	0.031	2-4
Br	0.0022 - 0.28	2.6	4-30
Sr	0.11 - 0.43	0.052	20-50
Rb	0.012 - 0.045	0.002	2-20
Mo	0.0063 - 0.52		1-10
Ag	0.0023 - 0.0055	< 0.0004	1-10
Sn	0.093 - 0.31		1-20
Cd	0.013 - 1.0	< 0.015	2-20
Sb	0.0004 - 0.0013	0.0008	0.5-10
Ba	0.20 - 0.45	0.016	30-100
Cs	0.0004 - 0.0015	0.0001	0.2-10
La	0.0023 - 0.0095	0.00045	0.6-12
Ce	0.024 - 0.19	0.004	1-30
Sm	0.00013 - 0.0081	0.0001	0.1-2.8

	*Det. Lims. with F1 and F2 filters, (ng/m ³)	South Pole [7], (ng/m ³)	Highly contaminated. regs. [6], (ng/m ³)
Eu	0.0018 – 0.0086	0.00002	0.1–10
Tb	0.00024 – 0.0011		
Yb	0.0027 – 0.017	< 0.05	0.04–0.6
Hf	0.0018 – 0.0065	0.00006	
Ta	0.00018 – 0.00054	0.00007	0.04–0.2
W	0.0073 – 0.44	0.0015	0.7–20
Au	0.00004 – 0.0017	0.00004	0.01–0.5
Hg	0.015 – 0.66	0.17	0.5–10
Th	0.00043 – 0.0018	0.00014	0.1–3.0
U	0.001– 0.093		0.1–0.3

However the advantage of using filters with lower element contents is considerable. Lower concentrations of elements in the atmospheric air of the investigated remote region were determined with F1 filters in the regime of small-volume air aspiration in field conditions. The comparison of the detection limits (clm.1, Tab.3) obtained with F1 and F2 filters confirms this fact. With the F1 filter, a significantly higher sensitivity of the analysis using short-life (Al^{27} , Mg^{27} , Cl^{38} , Mn^{56} , Cu^{64} , etc.) and medium-life (Na^{24} , As^{76} , Mo^{99} , Cd^{115} , Br^{82} , La^{140} , Sm^{152} , Au^{198} , Np^{239}) nuclides can be achieved (200– 10^4 and 30–500 times higher, respectively). These detection limits demonstrate the possibilities of the analysis for two cases, i.e., favourable and unfavourable, in which the advantages of NAA as an analytical method can be realized to a more or less significant extent. The conditions of analysis in these cases can be conventionally called the «Soft» and «Hard» regimes.

The following general conclusion can be made on the basis of these results. The «Soft» regime is most productive for the reliable determination of the majority of elements in case of their low contents in atmospheric air. Therefore, the strategy of sampling and NAA must be oriented to the realization of a more preferable «Soft» regime. This means that for the determination of contents in highly contaminated air not excessive (optimal for NAA) quantities of elements must be accumulated on filters. The concentrations of elements in a highly contaminated air of industrial regions [6] are exemplified in clm.3, Tab.3. In the analysis of clean (or very clean) air it is desirable to accumulate the quantities of elements reliably exceeding their contents in blank filters. However, the use of optimal aspiration conditions and NAA cannot guarantee the reliable determination of low concentrations of some elements in the presence of some other elements, whose concentrations are significantly higher. In such a case, NAA is not a panacea and the concentrations of these elements can be determined by other analytical methods.

The results of determination of the content of elements in atmospheric air in the South Pole [7] (clm.2, Tab.3) confirm the importance of the realization of optimal strategy. Suitable conditions for sampling and NAA were maintained by these authors and allowed them to obtain very good results, namely, to determine low concentrations of trace-elements in Antarctic air.

reactor allows one to achieve a high sensitivity of analysis due to large cross sections of a significant part of medium and heavy nuclei in the epithermal neutron energy region and lower activation of nuclei with low resonance integrals if the irradiation in Cadmium is used.

Conclusions

In NAA study of the quantitative content of atmospheric aerosols with a wide spectrum of sizes the NAA analytical possibilities must be realized in full extent. The number of the analysed elements and the reliability of obtained results are determined by many factors and strongly depend on the main ones, i.e., individual content of elements in samples of atmospheric aerosol, the small-pore filters used, and the regimes of air aspiration and NAA.

The author is grateful to collaboration from the Institute of Chemical Kinetics and Combustion of SB RAS, Prof. K.P.Koucennogii, and collaborators from the Frank Laboratory of Neutron Physics, T.M.Ostrovnyaya, S.F.Gundorina, V.P.Chinaeva for their help on the project, and to T.F.Drozdova for help in the preparation of the English version of this manuscript.

References

1. Koutzenogii K.P., Valendik E.N., Bufetov N.S., Ivanova G.A., Peresedov V.F. — IV Russian-French Seminar on the Applications of Neutrons and Synchrotron Radiation for Condensed Matter Investigation. Novosibirsk—Irkutsk, Russia, June 25 — July 3, 1996. JINR, E14-96-191, Dubna, 1996.
2. Koutzenogii K.P., Efremov S.P., Efremova T.T., Peresedov V.F. — Ibid.
3. Koutzenogii K.P., Smirnova A.I., Peresedov V.F. et al. — Atmospheric and Oceanic Optics, 1997, v.7, No.6, p.1–9.
4. Peresedov V.F., Rogov A.D. — Journ. of Radioanal. and Nucl. Chem., 1996, v.214(4), p.277–283.
5. Berg T., Royset O., Steinnes E. — Atmospheric Environment, 1993, v.27A(15), p.2435–2439.
6. Pushkin S.G., Michailov V.A. — Comparative Neutron Activation Analysis: Study of Atmospheric Aerosols. Science, Siberian Branch. Novosibirsk, 1989.
7. Maenhaut W., Zoller W.H. — Journ. of Radioanal. and Nucl. Chem., 1977, v.37, p.637–650.

УДК 539.12.01

CHERN-SIMONS TERM AT FINITE DENSITY AND TEMPERATURE

A.N.Sissakian, O.Yu.Shevchenko¹, S.B.Solganik²

The Chern-Simons topological term dynamical generation in the effective action is obtained at arbitrary finite density and temperature. By using the proper time method and perturbation theory it is shown that at zero temperature $\mu^2 = m^2$ is the crucial point for Chern-Simons term. So when $\mu^2 < m^2$, μ influence disappears and we get the usual Chern-Simons term. On the other hand, when $\mu^2 > m^2$, the Chern-Simons term vanishes because of nonzero density of background fermions. In particular for massless case parity anomaly is absent at any finite density or temperature. This result holds in any odd dimension both in Abelian and in non-Abelian cases.

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

Динамическая генерация черн-саймоновского члена при конечной плотности и температуре

А.Н.Сисакян, О.Ю.Шевченко, С.Б.Солганик

Получен коэффициент при черн-саймоновском члене в эффективном действии при произвольной плотности и температуре. При использовании метода собственного времени и теории возмущения показано, что $\mu^2 = m^2$ является критической точкой для члена Черн-Саймонса при нулевой температуре. Так, при $\mu^2 < m^2$ μ -зависимость исчезает и получается обычный черн-саймоновский член. При $\mu^2 > m^2$ черн-саймоновский член исчезает из-за ненулевой плотности фоновых электронов. В частности, для безмассового случая аномалия четности отсутствует при любой ненулевой плотности или температуре. Полученный результат справедлив в любой нечетномерной размерности как для абелева, так и для неабелева случая.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Since introduction of the Chern-Simons (CS) topological term [1] and by now, the great number of papers devoted to it appeared. Such interest is explained by variety of significant physical effects caused by CS secondary characteristic class. These are, for example, gauge particles mass appearance in quantum field theory, applications to condense

¹e-mail: shevch@nusun.jinr.ru

²e-mail: solganik@thsun1.jinr.ru

matter physics such as the fractional quantum Hall effect and high T_c superconductivity, possibility of free of metric tensor theory construction and so on.

It was shown [2–4] in a conventional zero density gauge theory, that the CS term is generated in the Euler–Heisenberg effective action by quantum corrections. The main goal of this paper is to explore the parity anomalous CS term generation at finite density. In the excellent paper by Niemi [5] it was emphasized that the charge density at $\mu \neq 0$ becomes a nontopological object, i.e., contains as topological part so as nontopological one. The charge density at $\mu \neq 0$ (nontopological, neither parity-odd nor parity-even object)* in QED_3 at finite density contains as well parity-odd part corresponding to CS term so as parity even part, which cannot be covariantized and does not contribute to the mass of the gauge field. Here we are interested in effect of finite density influence on covariant parity-odd form in action leading to the gauge field mass generation — CS topological term. Deep insight on this phenomena at small density was done in [5,7]. The result for CS term coefficient in QED_3 is $\left[\text{th} \frac{1}{2} \beta(m - \mu) + \text{th} \frac{1}{2} \beta(m + \mu) \right]$ (see [7], formulas (11.18)). However, to get this result it was heuristically supposed that at small densities index theorem could still be used and only odd in energy part of spectral density is responsible for parity nonconserving effect. Because of this in [7] it had been stressed that the result holds only for small μ . However, as we'll see below this result holds for any values of chemical potential. Thus, to obtain trustful result at any values of μ one has to use transparent and free of any restrictions on μ procedure, which would allow to perform calculations with arbitrary non-Abelian background gauge fields.

Since the chemical potential term $\mu \bar{\psi} \gamma^0 \psi$ is odd under charge conjugation we can expect that it would contribute to P and CP nonconserving quantity — CS term. As we will see, this expectation is completely justified.

The zero density approach usually is a good quantum field approximation when the chemical potential is small as compared with characteristic energy scale of physical processes. Nevertheless, for investigation of topological effects it is not the case. As we will see below, even a small density could lead to principal effects.

Introduction of a chemical potential μ in a theory corresponds to the presence of a nonvanishing background charge density. So, if $\mu > 0$, then the number of particles exceeds that of antiparticles and vice versa. It must be emphasized that the formal addition of a chemical potential looks like a simple gauge transformation with the gauge function μt . However, it doesn't only shift the time component of a vector potential but also gives corresponding prescription for handling Green's function poles. The correct introduction of a chemical potential redefines the ground state (Fermi energy), which leads to a new spinor propagator with the correct ε -prescription for poles. So, for the free spinor propagator we have (see, for example, [8,9])

$$G(p; \mu) = \frac{\vec{p} + m}{(\vec{p}_0 + i\varepsilon \text{sgn } p_0)^2 - \vec{p}^2 - m^2}, \quad (1)$$

*For abbreviation, speaking about parity invariance properties of local objects, we will keep in mind symmetries of the corresponding action parts.

where $\tilde{p} = (p_0 + \mu, \mathbf{p})$. Thus, when $\mu = 0$, one at once gets the usual ε -prescription because of the positivity of $p_0 \operatorname{sgn} p_0$. In the presence of a background Yang-Mills field we consequently have for the Green function operator

$$\hat{G} = (\gamma\tilde{\pi} - m) \frac{1}{(\gamma\tilde{\pi})^2 - m^2 + i\varepsilon(p_0 + \mu) \operatorname{sgn}(p_0)}, \quad (2)$$

where $\tilde{\pi}_\nu = \pi_\nu + \mu\delta_{\nu 0}$; $\pi_\nu = p_\nu - gA_\nu(x)$.

Let's first consider a $(2+1)$ dimensional Abelian case and choose the background field in the form

$$A^\mu = \frac{1}{2} x_\nu F^{\nu\mu}, \quad F^{\nu\mu} = \text{Const.}$$

To obtain the CS term in this case, it is necessary to consider the background current

$$\langle J^\mu \rangle = \frac{\delta S_{\text{eff}}}{\delta A_\mu}$$

rather than the effective action itself. This is because the CS term formally vanishes for such the choice of A^μ but its variation with respect to A^μ produces a nonvanishing current. So, consider

$$\langle J^\mu \rangle = -ig \operatorname{tr} [\gamma^\mu G(x, x')]_{x \rightarrow x'}, \quad (3)$$

where

$$G(x, x') = \exp \left(-ig \int_{x'}^x d\zeta_\mu A^\mu(\zeta) \right) \langle x | \hat{G} | x' \rangle. \quad (4)$$

Let's rewrite Green function (2) in a more appropriate form

$$\hat{G} = (\gamma\tilde{\pi} - m) \left[\frac{\theta((p_0 + \mu) \operatorname{sgn}(p_0))}{(\gamma\tilde{\pi})^2 - m^2 + i\varepsilon} + \frac{\theta(-(p_0 + \mu) \operatorname{sgn}(p_0))}{(\gamma\tilde{\pi})^2 - m^2 - i\varepsilon} \right]. \quad (5)$$

Now, we use the well-known integral representation of denominators

$$\frac{1}{\alpha \pm i0} = \mp i \int_0^\infty ds e^{\pm i\alpha s},$$

which corresponds to introducing the «proper-time» s into the calculation of the Euler-Heisenberg Lagrangian by the Schwinger method [10]. We obtain

$$\begin{aligned} \hat{G} = (\gamma\tilde{\pi} - m) & \left[-i \int_0^\infty ds \exp(is[(\gamma\tilde{\pi})^2 - m^2 + i\varepsilon]) \theta((p_0 + \mu) \operatorname{sgn}(p_0)) + \right. \\ & \left. + i \int_0^\infty ds \exp(-is[(\gamma\tilde{\pi})^2 - m^2 - i\varepsilon]) \theta(-(p_0 + \mu) \operatorname{sgn}(p_0)) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

For simplicity, we restrict ourselves only to the magnetic field case, where $A_0 = 0$, $[\tilde{\pi}_0, \tilde{\pi}_\mu] = 0$. Then we easily can factorize the time dependent part of Green function

$$G(x, x') = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \hat{G} e^{ip(x-x')} = \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} \hat{G}_x e^{ip(x-x')} \int \frac{dp_0}{2\pi} \hat{G}_{x_0} e^{ip_0(x_0-x'_0)}. \quad (7)$$

By using the obvious relation

$$(\gamma\tilde{\pi})^2 = (p_0 + \mu)^2 - \pi^2 + \frac{1}{2} g \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (8)$$

one gets

$$G(x, x') \big|_{x \rightarrow x'} = -i \int \frac{dp_0}{2\pi} \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} (\gamma\tilde{\pi} - m) \int_0^\infty ds \left[e^{is(\tilde{p}_0^2 - m^2)} e^{-is\pi^2} e^{isg\sigma F/2} - \right. \\ \left. - \theta(-(p_0 + \mu) \operatorname{sgn}(p_0)) \left(e^{is(\tilde{p}_0^2 - m^2)} e^{-is\pi^2} e^{isg\sigma F/2} + e^{-is(\tilde{p}_0^2 - m^2)} e^{is\pi^2} e^{-isg\sigma F/2} \right) \right]. \quad (9)$$

Here the first term corresponds to the usual μ -independent case and there are two additional μ -dependent terms. In the calculation of the current the following trace arises:

$$\operatorname{tr} [\gamma^\mu (\gamma\tilde{\pi} - m) e^{isg\sigma F/2}] = \\ = 2\pi^\nu g^{\nu\mu} \cos(g|*F|s) + 2 \frac{\pi^\nu F^{\mu\nu}}{|*F|} \sin(g|*F|s) - 2im \frac{*F^\mu}{|*F|} \sin(g|*F|s),$$

where $*F^\mu = \epsilon^{\mu\alpha\beta} F_{\alpha\beta}/2$ and $|*F| = \sqrt{B^2 - E^2}$. Since we are interested in calculation of the parity odd part (CS term) it is enough to consider only terms proportional to the dual strength tensor $*F^\mu$. On the other hand, the term $2\pi^\nu g^{\nu\mu} \cos(g|*F|s)$ at $\nu=0$ (see expression for the trace, we take in mind that here there is only magnetic field) also gives nonzero contribution to the current $J_{c.s.}^0$ [6].

$$J_{\text{even}}^0 = \frac{|eB|}{2\pi} \left(\operatorname{Int} \left[\frac{\mu^2 - m^2}{2|eB|} \right] + \frac{1}{2} \right) \theta(|\mu| - |m|). \quad (10)$$

This part of current is parity invariant because under parity $B \rightarrow -B$. It is clear that this parity-even object does not contribute neither to the parity anomaly nor to the mass of the gauge field. Moreover, this term has been obtained [6] in the pure magnetic background and scalar magnetic field occurs in the argument's denominator of the cumbersome function — integer part. So, the parity even term seems to be «noncovariantizable», i.e., it cannot be converted in covariant form in effective action. For a parity, in papers [6] charge density consisting of both parity-odd and parity-even parts is dubbed CS, what leads to misunderstanding. The main goal of this paper is to explore the parity anomalous topological CS term in the effective action at finite density. So, just the term proportional to the dual strength tensor $*F^\mu$ will be considered. The relevant part of the current reads

$$J_{\text{CS}}^\mu = \frac{g}{2\pi} \int dp_0 \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} \int_0^\infty ds \frac{2im *F^\mu}{|*F|} \sin(g|*F|s) \left[e^{is(\tilde{p}_0^2 - m^2)} e^{-is\pi^2} - \right.$$

$$-\theta(-(p_0 + \mu) \operatorname{sgn}(p_0)) \left(e^{is(\tilde{p}_0^2 - m^2)} e^{-is\pi^2} - e^{-is(\tilde{p}_0^2 - m^2)} e^{is\pi^2} \right) \Big]. \quad (11)$$

Evaluating two-momentum integral we derive

$$J_{\text{CS}}^\mu = \frac{g^2}{4\pi^2} m^* F^\mu \int_{-\infty}^{+\infty} dp_0 \int_0^\infty ds \left[e^{is(\tilde{p}_0^2 - m^2)} - \theta(-\tilde{p}_0 \operatorname{sgn}(p_0)) \left(e^{is(\tilde{p}_0^2 - m^2)} + e^{-is(\tilde{p}_0^2 - m^2)} \right) \right]. \quad (12)$$

Thus, we get besides the usual CS part [3], also the μ -dependent one. It is easy to calculate it by the use of the formula

$$\int_0^\infty ds e^{is(x^2 - m^2)} = \pi \left(\delta(x^2 - m^2) + \frac{i}{\pi} \mathcal{P} \frac{1}{x^2 - m^2} \right)$$

and we get eventually

$$\begin{aligned} J_{\text{CS}}^\mu &= \frac{m}{|m|} \frac{g^2}{4\pi} {}^*F^\mu [1 - \theta(-(m + \mu) \operatorname{sgn}(m)) - \theta(-(m - \mu) \operatorname{sgn}(m))] = \\ &= \frac{m}{|m|} \theta(m^2 - \mu^2) \frac{g^2}{4\pi} {}^*F^\mu. \end{aligned} \quad (13)$$

Let's now discuss the non-Abelian case. Then $A^\mu = T_a A_a^\mu$ in (2) and

$$\langle J_a^\mu \rangle = -ig \operatorname{tr} \left[\gamma^\mu T_a G(x, x') \right]_{x \rightarrow x'}.$$

It is well known [3,11] that there exist only two types of the constant background fields. The first is the «Abelian» type (it is easy to see that the self-interaction $f^{abc} A_b^\mu A_c^\mu$ disappears under that choice of the background field)

$$A_a^\mu = \eta_a \frac{1}{2} x_\nu F^{\nu\mu}, \quad (14)$$

where η_a is an arbitrary constant vector in the color space, $F^{\nu\mu} = \text{Const}$. The second is the pure «non-Abelian» type

$$A^\mu = \text{Const}. \quad (15)$$

Here the derivative terms (Abelian part) vanish from the strength tensor and it contains only the self-interaction part $F_a^{\mu\nu} = gf^{abc} A_b^\mu A_c^\nu$. It is clear that to catch Abelian part of the CS term we should consider the background field (14), whereas for the non-Abelian (derivative noncontaining, cubic in A) part we have to use the case (15).

Calculations in the «Abelian» case reduce to the previous analysis, except the trivial adding of the color indices in formula (13):

$$J_a^\mu = \frac{m}{|m|} \theta(m^2 - \mu^2) \frac{g^2}{4\pi} {}^*F_a^\mu. \quad (16)$$

In the case (15) all calculations are similar. The only difference is that the origin of term $\sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ in (8) is not the linearity A in x (as in Abelian case) but the pure non-Abelian $A^\mu = \text{Const}$. Here term $\sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ in (8) becomes quadratic in A and we have

$$J_a^\mu = \frac{m}{|m|} \theta(m^2 - \mu^2) \frac{g^3}{4\pi} \epsilon^{\mu\alpha\beta} \text{tr} [T_a A^\alpha A^\beta]. \quad (17)$$

Combining formulas (16) and (17) and integrating over field A_a^μ we obtain eventually

$$S_{\text{eff}}^{\text{C.S.}} = \frac{m}{|m|} \theta(m^2 - \mu^2) \pi W[A], \quad (18)$$

where $W[A]$ is the CS term

$$W[A] = \frac{g^2}{8\pi^2} \int d^3x \epsilon^{\mu\nu\alpha} \text{tr} \left(F_{\mu\nu} A_\alpha - \frac{2}{3} g A_\mu A_\nu A_\alpha \right).$$

This result can be obtained also with an arbitrary initial field configuration by the use of the perturbative expansion. Here we work at once in the non-Abelian case.

Let's first consider non-Abelian 3-dimensional gauge theory. The only graphs whose P-odd parts contribute to the parity anomalous CS term are shown in Fig.1.

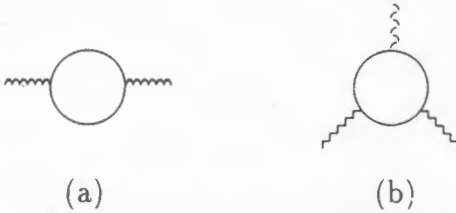


Fig.1. Graphs whose P-odd parts contribute to the CS term in non-Abelian 3D gauge theory

So, the part of effective action containing the CS term looks as

$$I_{\text{eff}}^{\text{C.S.}} = \frac{1}{2} \int_x A_\mu(x) \int_p e^{-ixp} A_\nu(p) \Pi^{\mu\nu}(p) + \frac{1}{3} \int_x A_\mu(x) \int_{p,r} e^{-ix(p+r)} A_\nu(p) A_\alpha(r) \Pi^{\mu\nu\alpha}(p, r), \quad (19)$$

where polarization operator and vertices have a standard form

$$\Pi^{\mu\nu}(p) = g^2 \int_k \text{tr} [\gamma^\mu S(p+k; \mu) \gamma^\nu S(k; \mu)]$$

$$\Pi^{\mu\nu\alpha}(p, r) = g^3 \int_k \text{tr} [\gamma^\mu S(p+r+k; \mu) \gamma^\nu S(r+k; \mu) \gamma^\alpha S(k; \mu)], \quad (20)$$

here the following notation is used $\int = \int_x \int_0^\beta dx_0 \int dx$ and $\int = \frac{i}{\beta} \sum_{n=-\infty}^\infty \int \frac{dk}{(2\pi)^2}$. First consider the second order term (Fig.1, graph (a)). It is well known that the only object giving us the

possibility to construct P and T odd form in action is Levi-Chivita tensor*. Thus, we will drop all terms noncontaining Levi-Chivita tensor. Signal for the mass generation (CS term) is $\Pi^{\mu\nu}(p^2=0) \neq 0$. So we get

$$\Pi^{\mu\nu} = g^2 \int_k (-i2m\epsilon^{\mu\nu\alpha} p_\alpha) \frac{1}{(\tilde{k}^2 + m^2)^2}. \quad (21)$$

After some simple algebra one obtains

$$\Pi^{\mu\nu} = -i2mg^2 \epsilon^{\mu\nu\alpha} p_\alpha \frac{i}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \frac{1}{(\tilde{k}^2 + m^2)^2} = -i2mg^2 \epsilon^{\mu\nu\alpha} p_\alpha \frac{i}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{i}{4\pi} \frac{1}{\omega_n^2 + m^2}, \quad (22)$$

where $\omega_n = (2n+1)\pi/\beta + i\mu$. Performing summation we get

$$\Pi^{\mu\nu} = i \frac{g^2}{4\pi} \epsilon^{\mu\nu\alpha} p_\alpha \text{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \text{ch}(\beta m)/\text{ch}(\beta \mu)}. \quad (23)$$

It is easily seen that at $\beta \rightarrow \infty$ limit we'll get zero temperature result [12]

$$\Pi^{\mu\nu} = i \frac{m}{|m|} \frac{g^2}{4\pi} \epsilon^{\mu\nu\alpha} p_\alpha \theta(m^2 - \mu^2). \quad (24)$$

In the same manner handling the third order contribution (Fig.1b) one gets

$$\begin{aligned} \Pi^{\mu\nu\alpha} &= -2g^3 i \epsilon^{\mu\nu\alpha} \frac{i}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \frac{m(\tilde{k}^2 + m^2)}{(\tilde{k}^2 + m^2)^3} = \\ &= -i2mg^3 \epsilon^{\mu\nu\alpha} \frac{i}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \frac{1}{(\tilde{k}^2 + m^2)^2}, \end{aligned} \quad (25)$$

and further all calculations are identical to the second order

$$\Pi^{\mu\nu\alpha} = i \frac{g^3}{4\pi} \epsilon^{\mu\nu\alpha} \text{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \text{ch}(\beta m)/\text{ch}(\beta \mu)}. \quad (26)$$

Substituting (23), (26) in the effective action (19) we get eventually

$$I_{\text{eff}}^{\text{C.S.}} = \text{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \text{ch}(\beta m)/\text{ch}(\beta \mu)} \frac{g^2}{8\pi} \int d^3x \epsilon^{\mu\nu\alpha} \text{tr} \left(A_\mu \partial_\nu A_\alpha - \frac{2}{3} g A_\mu A_\nu A_\alpha \right). \quad (27)$$

Thus, we get CS term with temperature and density dependent coefficient.

Let's now consider 5-dimensional gauge theory. Here the Levi-Chivita tensor is 5-dimensional $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta\gamma}$ and the relevant graphs are shown in Fig.2.

The part of the effective action containing CS term reads

$$I_{\text{eff}}^{\text{C.S.}} = \frac{1}{3} \int_x A_\mu(x) \int_{p,r} e^{-ix(p+r)} A_\nu(p) A_\alpha(r) \Pi^{\mu\nu\alpha}(p, r) +$$

*In three dimensions it arises as a trace of three γ matrices (Pauli matrices).

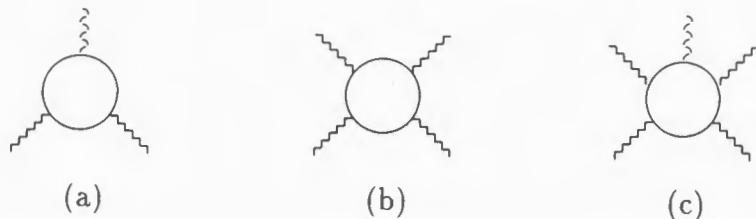


Fig.2. Graphs whose P-odd parts contribute to the CS term in non-Abelian 5D theory

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{4} \int_x A_\mu(x) \int_{p,r} e^{-ix(p+r+s)} A_\nu(p) A_\alpha(r) A_\beta(s) \Pi^{\mu\nu\alpha\beta}(p, r, s) + \\
 & + \frac{1}{5} \int_x A_\mu(x) \int_{p,r} e^{-ix(p+r+s+q)} A_\nu(p) A_\alpha(r) A_\beta(s) A_\gamma(q) \Pi^{\mu\nu\alpha\beta\gamma}(p, r, s, q).
 \end{aligned} \quad (28)$$

All calculations are similar to 3-dimensional case. First consider third order contribution (Fig.2a).

$$\Pi^{\mu\nu\alpha}(p, r) = g^3 \int_k \text{tr} [\gamma^\mu S(p+r+k; \mu) \gamma^\nu S(r+k; \mu) \gamma^\alpha S(k; \mu)]. \quad (29)$$

Taking into account that trace of five γ matrices in 5-dimensions is

$$\text{tr} [\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\rho] = 4i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta\rho},$$

we extract the parity odd part of the vertices

$$\Pi^{\mu\nu\alpha} = g^3 \frac{i}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} (i4m\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta\sigma} p_\beta r_\sigma) \frac{1}{(\tilde{k}^2 + m^2)^3}, \quad (30)$$

or in more transparent way

$$\begin{aligned}
 \Pi^{\mu\nu\alpha} &= i4n_1 g^3 \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta\sigma} p_\alpha r_\sigma \frac{i}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(\omega_n^2 + k^2 + m^2)^3} = \\
 &= i4m g^3 \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta\sigma} p_\alpha r_\sigma \frac{i}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{-i}{64\pi^2} \frac{1}{\omega_n^2 + m^2}.
 \end{aligned} \quad (31)$$

Evaluating summation one comes to

$$\Pi^{\mu\nu\alpha} = i \text{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \text{ch}(\beta m) / \text{ch}(\beta m)} \frac{g^3}{16\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta\sigma} p_\alpha r_\sigma. \quad (32)$$

Operating graphs (b) and (c) (Fig.2) in the same way one will obtain

$$\Pi^{\mu\nu\alpha\beta} = i \text{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \text{ch}(\beta m) / \text{ch}(\beta m)} \frac{g^4}{8\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta\sigma} s_\sigma, \quad (33)$$

$$\Pi^{\mu\nu\alpha\beta\gamma} = i \operatorname{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \operatorname{ch}(\beta\mu)/\operatorname{ch}(\beta m)} \frac{g^5}{16\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta\gamma}. \quad (34)$$

Substituting (32)–(34) in the effective action (28) we get the final result for CS in 5-dimensional theory

$$I_{\text{eff}}^{\text{C.S.}} = i \operatorname{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \operatorname{ch}(\beta\mu)/\operatorname{ch}(\beta m)} \frac{g^3}{48\pi^2} \int_x \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta\gamma} \times \\ \times \operatorname{tr} \left(A_\mu \partial_\nu A_\alpha \partial_\beta A_\gamma + \frac{3}{2} g A_\mu A_\nu A_\alpha \partial_\beta A_\gamma + \frac{3}{5} g^2 A_\mu A_\nu A_\alpha A_\beta A_\gamma \right). \quad (35)$$

It is remarkable that all parity odd contributions are finite as in 3-dimensional so as in 5-dimensional cases. Thus, all values in the effective action are renormalized in a standard way, i.e., the renormalizations are determined by conventional (parity even) parts of vertices.

From the above direct calculations it is clearly seen that the chemical potential and temperature dependent coefficient is the same for all parity-odd parts of diagrams and doesn't depend on space dimension. So, the influence of finite density and temperature on CS term generation is the same in any odd dimension:

$$I_{\text{eff}}^{\text{C.S.}} = \operatorname{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \operatorname{ch}(\beta\mu)/\operatorname{ch}(\beta m)} \pi W[A] \xrightarrow{\beta \rightarrow \infty} \frac{m}{|m|} \theta(m^2 - \mu^2) \pi W[A], \quad (36)$$

where $W[A]$ is the CS secondary characteristic class in any odd dimension. Since only the lowest orders of perturbative series contribute to CS term at finite density and temperature (the same situation is well known at zero density), the result obtained by using formally perturbative technique appears to be nonperturbative. Thus, the μ -dependent CS term coefficient reveals the amazing property of universality. Namely, it does not depend on either dimension of the theory or Abelian or non-Abelian gauge theory is studied.

The arbitrariness of μ gives us the possibility to see CS coefficient behaviour at any masses. It is very interesting that $\mu^2 = m^2$ is the crucial point for CS at zero temperature. Indeed, it is clearly seen from (36) that when $\mu^3 < m^2$, μ influence disappears and we get the usual CS term $I_{\text{eff}}^{\text{C.S.}} = \pi W[A]$. On the other hand, when $\mu^2 > m^2$, the situation is absolutely different. One can see that here the CS term disappears because of nonzero density of background fermions. We'd like to emphasize the important massless case $m=0$ considered in [7]. Then even negligible density or temperature, which always take place in any physical processes, lead to vanishing of the parity anomaly. Let us stress again that we nowhere have used any restrictions on μ . Thus we not only confirm result in [7] for CS in QED³ at small density, but also expand it on arbitrary μ , non-Abelian case and arbitrary odd dimension.

In conclusion we'd like to emphasize that nevertheless there is connection between chiral anomaly and CS term at zero density due to trace identities, at finite density this connection is loosed. That is because of different nature of these objects. The chiral anomaly is an effect of regularization, but the chemical potential doesn't introduce new divergence in a theory. So it doesn't effect on chiral anomaly. On the other hand, CS term

is essentially an effect of the finite part of the theory. So as we've seen finite density and temperature plays a crucial role in CS term generation.

References

1. Jackiw R., Templeton S. — *Phys. Rev.*, 1981, v.D23, p.2291.
2. Niemi A.J., Semenoff G.W. — *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v.51, p.2077.
3. Redlich A.N. — *Phys. Rev.*, 1984, v.D29, p.2366.
4. Alvarez-Gaume L., Witten E. — *Nucl. Phys.*, 1984, v.B234, p.269.
5. Niemi A.J. — *Nucl. Phys.*, 1985, v.B251[FS13], p.155.
6. Lykken J.D., Sonnenschein J., Weiss N. — *Phys. Rev.*, 1990, v.D42, p.2161;
Schakel A.M.J. — *Phys. Rev.*, 1991, v.D43, p.1428;
Zeitlin V.Y. — *Mod. Phys. Lett.*, 1993, v.A8, p.1821.
7. Niemi A.J., Semenoff G.W. — *Phys. Rep.*, 1986, v.135, No.3, p.99.
8. Shuryak E.V. — *Phys. Rep.*, 1980, v.61, p.73.
9. Chodos A., Everding K., Owen D.A. — *Phys. Rev.*, 1990, v.D42, p.2881.
10. Schwinger J. — *Phys. Rev.*, 1951, v.82, p.664.
11. Brown L.S., Weisberger W.I. — *Nucl. Phys.*, 1979, v.B157, p.285.
12. Sissakian A.N., Shevchenko O.Yu., Solganik S.B. — *Phys. Lett.*, 1997, v.B403, p.75.

УДК 539.12.01

SIMULATION OF K^+K^- -PAIR PRODUCTION AND DETECTION IN ALICE EXPERIMENT

B.V.Batyunya, N.V.Slavin, G.Paić*

Simulation of K^+K^- -pair production and detection in ALICE experiment for Pb-Pb interactions at LHC energy has been done. The possibility of ϕ meson signal selection over a combinatorial background is demonstrated using the realistic PID efficiencies of ALICE.

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

Моделирование рождения и детектирования K^+K^- -пар в эксперименте ALICE

Б.В.Батюня, Н.В.Славин, Г.Пайч

Выполнено моделирование рождения и детектирования K^+K^- -пар в эксперименте ALICE для Pb-Pb взаимодействий при энергии LHC. Продемонстрирована возможность выделения сигнала ϕ -мезона над комбинаторным фоном с использованием реалистичных PID-эффективностей в эксперименте ALICE.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

The measurement of the yield of the $\phi(s\bar{s})$ sets more stringent constraints on the origin of the observed flavour composition than the K/π ratio. Shifts of the ϕ -meson mass and changes in its line-shape in a hot hadronic medium have been predicted [1]. The production rate and the partial decay width into kaons may change as a consequence of partial chiral symmetry restoration [2]. The ϕ decay will be observed in ALICE both in lepton and kaon channels, and the ratio of these channels might be very sensitive to changes in parton or kaon masses.

We have done the preliminary simulation of the expected experimental mass spectrum of K^+K^- pairs (see Section 11.4.3 in [3]). In this report we present new results with the additional details of the detector simulation particularly for the particle identification possibility.

*CERN, Geneva, Switzerland, European Organization for Nuclear Research

2. Physics Generator

The simulations were performed using the SHAKER event generator [4], which includes a direct K^+K^- production and a number of particle decays relevant to the charged kaon analysis, namely the decay channels to charged kaons of ϕ , K^{*+}/K^{*-} , $K^{*0}/\bar{K}^{*0}$ and charm particles. According to the different model prediction for Pb-Pb events at LHC energy (see Section 11.2 of [3]) a flat rapidity distribution was assumed for all particles in the region of $-1 \leq y \leq 1$. To obtain the expected transvers momentum (p_t) distributions, the standard SHAKER method (by m_T -scaling) has been used for ϕ meson. The rates and p_t spectra of K^* resonances have been taken from HIJING model [5]. For charm particles we used results of the model developed for the dimuon spectrometer (see Chapter 6 of [3]), i.e., PYTHIA and JETSET for production and fragmentation and recent cross section calculations [6] scaled from pp collisions with $A^2/2$ (the factor two accounts for nuclear effects such as shadowing).

3. Detector Simulation

The detector response is parametrized in terms of tracking efficiency, particle identification (PID) efficiency and rejection of other (not kaon) charged particles. For tracking efficiency, we used the recent results [7] of track finding and reconstruction with Kalman filter method for the ITS and TPC tracking systems of ALICE set-up. We put the tracking efficiency of 90 % above $p_t = 550$ MeV/c and the efficiency decreasing to 80 % at $p_t = 150$ MeV/c and to 60 % at $p_t = 50$ MeV/c. We included also the transverse momentum dependence of the momentum and angle resolutions as presented in ALICE TP (Figs.11.9 and 11.11 in [3]) obtained with due account of measurement errors, multiple scattering and energy loss. The p_t resolution (for charged kaons) isn't more than 2 % in the p_t region between 0.3 and 4.0 GeV/c and strongly increases at $p_t \geq 0.3$ GeV/c (up to 10 % at $p_t = 100$ MeV/c). The angle resolutions are less than 2 mrad at $p_t > 0.1$ GeV/c (0.15 GeV/c) for $\phi(\theta)$ angle and strongly increase at smaller momentum (up to 5 mrad at $p_t = 50$ MeV/c).

For particle identification information about dE/dx and time-of-flight for kaons, pions, and protons (antiprotons) has been used from the TPC and TOF system, respectively. We don't use dE/dx from the ITS because of the selected momentum (see Section 4). In the process of particle identification we first eliminated the tracks that do not reach neither the TOF at a radius of 350 cm nor the radius of 220 cm in the TPC, because of decay, energy loss or curling. The information about the two last effects has been obtained from GEANT simulation. Further, «fake» kaons (misidentified π^+/π^- and $p/\bar{p}$) were generated by generation of π^+/π^- and $p/\bar{p}$ at $p \geq 350$ MeV/c (because of the momentum cut, see Section 4). It should be noted that about 100 % of pions and $p/\bar{p}$ reach the TOF at this momentum with exception of some pions decaying before. The rejection factor for each π^+/π^- and $p/\bar{p}$ and the PID efficiency for kaons were calculated assuming a time-of-flight resolution of 100 ps and a dE/dx resolution of 7 % (see Section 11.4.1 in [3]). We chose the following lower momentum limit for the PID procedure:

- 1.65 GeV/c for π^+/π^- in the TOF

- 2.7 GeV/c for $p/\bar{p}$ in the TOF
- 0.57 GeV/c for π^+/π^- in the TPC

The rejection factor is about 1,000 (with 95 % PID efficiency for kaons) and the contamination (ratio of the «fake» kaons to the real kaons) is nearly 1 % at these momentum values. The rejection factors were taken as weights of the «fake» kaons in the analysis. To take into account the geometrical inefficiency of the TOF and multiple hits in the counters, we used a special function (momentum dependent) obtained for charged kaons with due account of the matching procedure from TPC to TOF system [8]. Thus, the combined efficiency for kaons (the weight in the next analysis) is a product of the efficiency calculated from this function and of the PID one (determined by the time-of-flight resolution).

4. Results

2.5×10^5 SHAKER events were generated for the analysis with a charged particle rapidity density of $dN_{ch}/dy=4000$ (some optimistic version) in a rapidity region of $-1 \leq y < 1$ and in the polar angle region of $45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$. The numbers of different primary particles per event are presented in Table 1 (note that $K/\pi=0.1$ in the standard SHAKER event).

Figure 1 shows the momentum dependences of the kaon finding efficiency and contamination. The kaon finding efficiency is defined as the ratio of identified kaon number

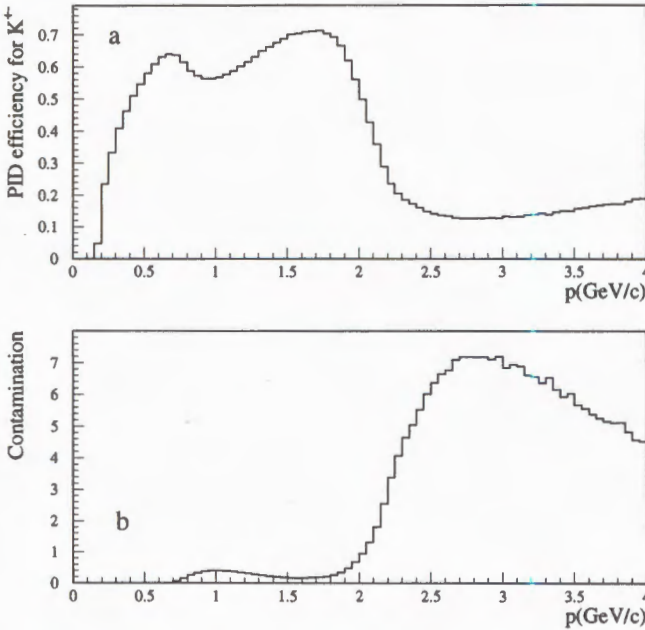


Fig.1. Momentum dependence of kaon finding efficiency (a) and a contamination (b) for the PID efficiency of 95 %

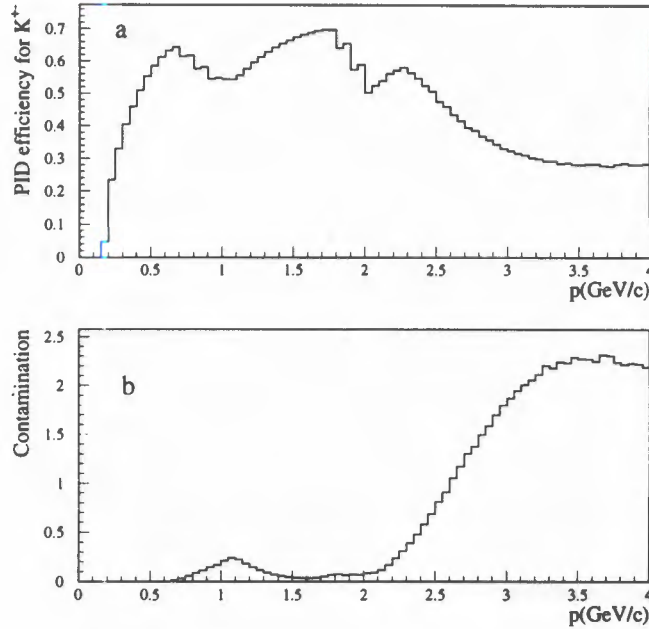


Fig.2. Momentum dependence of kaon finding efficiency (a) and a contamination (b) for the PID efficiency obtained using the step function (see text)

Table 1. Numbers of different primary particles per event

K^+ / K^-	$K^{*0} / \bar{K}^{*0}$	K^{*-} / K^{*-}	ϕ	$c / \bar{c}$
697	50	25	24	14

(the real and «fake» ones) to all generated ones. These dependences have been obtained using the PID efficiency equal to 0.95 (see Section 3). The strong decrease of the full finding efficiency at low momenta is determined by the track curling, kaon decays and energy loss. A reason of the efficiency decreasing at high momenta is the strong rise of the contamination in the TOF region, at $p > 1.65$ GeV/c (see Fig.1b). One can see also that the contamination reaches a quite high level (nearly 50 %) in the TPC region ($p \leq 1.65$ GeV/c) as well, and, as a consequence, there is the drop of the efficiency near 1 GeV/c.

To decrease the contamination the following step functions were used for the PID efficiency:

1. For the TPC

PID eff. = 0.95 at $p < 0.7$ GeV/c,
 = 0.84 at $0.7 \leq p < 0.8$ GeV/c,
 = 0.69 at $0.8 \leq p < 0.9$ GeV/c,
 = 0.54 at $p < 0.9$.

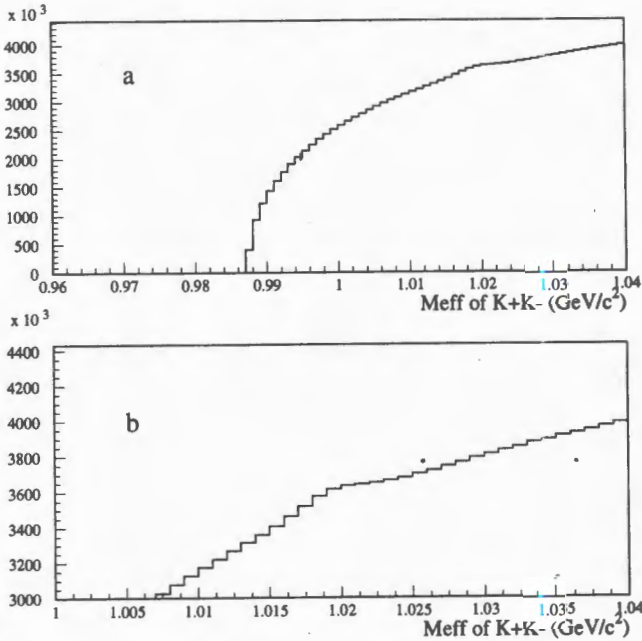


Fig.3. Spectrum of K^+K^- effective mass before any cuts (a — full spectrum, b — an enlarged view of ϕ resonance)

2. For the TOF

PID eff. = 0.95 at $p < 1.8$ GeV/c,
 = 0.84 at $1.8 \leq p < 1.9$ GeV/c,
 = 0.69 at $1.9 \leq p < 2.0$ GeV/c,
 = 0.54 at $p < 2.0$ GeV/c.

The results are shown in Fig.2. One can see from Fig.2b that the contamination does not exceed the level of 20 % both in the TPC and TOF momentum regions at $p < 2.2$ GeV/c (this momentum value was used as a maximal limit in the analysis).

Figure 3a shows the K^+K^- effective mass (Meff) spectrum in the acceptance before any cuts. The same spectrum but an enlarged view of ϕ resonance is shown in Fig.3b. The ϕ signal is clearly seen over the combinatorial background in Fig.3b only and a signal-to-background ratio (S/B) is rather low, $S/B = 0.019$ in the $\pm 2\sigma$ region ($\sigma = 2.4$ MeV/c² is the mass resolution).

To improve the S/B level some cuts for different kinematical variables such as p_t of K^+K^- pairs and of individual K^+/K^- , and opening angle between the kaons (see Fig.4) have been studied, and, as a result, a cut $p_t \geq 1.2$ GeV/c for K^+K^- pairs has been chosen. The Meff spectra for kaon pairs passing this cut are shown in Fig.5. Clear ϕ signal is seen in this figure. The curves in Fig.5 are the results of K^+K^- combinatorial background fit by

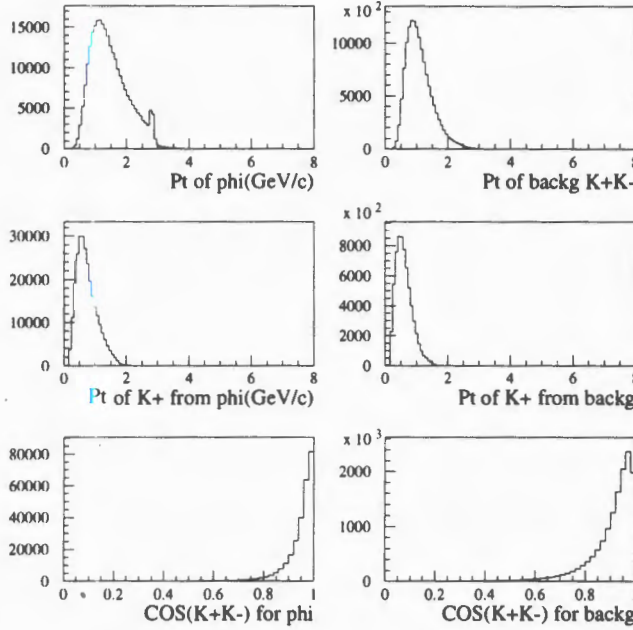


Fig.4. Different kinematical variable distributions for K^+K^- pairs and individual K^+ (see text)

a polynomial function (p_2) in the M_{eff} region of $1.01 + 1.03 \text{ GeV}/c^2$ (the $\chi^2/ndf = 11/17$).

The number of signal event (S) in $\pm 2\sigma$ region around the central mass bin together with the signal-to-background ratio (S/B) and the significance ($S/\sqrt{S+B}$) are shown in Table 2. We note that the significance value corresponds to a 2 % error on the production cross section. We note also that the S/B value is 1.7 times lower at the charged particle density of $dN_{ch}/dy = 8000$ (some pessimistic version).

Figures 6a and b show the ϕ signal obtained after subtraction of the explicit combinatorial background. The curves are the results of the Breit-Wigner fit (Fig.6a) and the Gaussian fit (Fig.6b). One can see from these figures that the Breit-Wigner fit is much better than the Gaussian one, meaning that the smearing of the ϕ peak by the momentum resolution does not influence the overall shape of the resonance (the fit results are $1.019 \text{ GeV}/c^2$ and $5.5 \text{ MeV}/c^2$ for mean mass and width of the ϕ signal, respectively).

Table 2. Signal, signal-to-background ratio and significance for the ϕ in a 2σ region around the central mass bin

$S(\phi)/10^3$	S/B	$S/\sqrt{S+B}$
400	0.036	117

Figures 6c and d show the same results as Figs.6a and b (respectively) but after subtraction of the background obtained by the polynomial fit (see Fig.5) (the lines going through the centres of the points have been drawn by hand). The error bars are put as well. The results of the Breit-Wigner fit (Fig.6c) are:

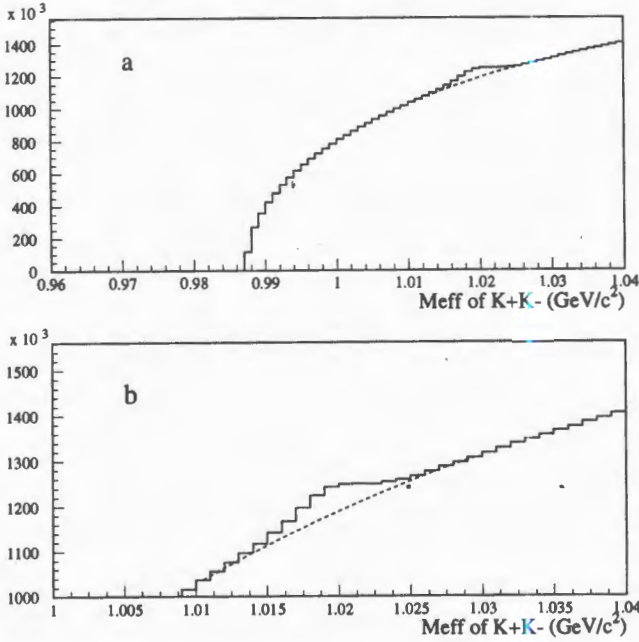


Fig.5. The same spectra as in Fig.3 fit after the cut (see text). The curves are the result of combinatorial background fit by the polynomial (p_2) function

mean mass is $(1.0193 \pm 0.0001) \text{ GeV}/c^2$,

width is $4.9 \pm 0.3 \text{ MeV}/c^2$,

$\chi^2/ndf = 11/17$.

The ones but for Gaussian fit (Fig.6d) are, respectively:

mean mass is $(1.0193 \pm 0.0002) \text{ GeV}/c^2$,

$\sigma = (2.6 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$,

$\chi^2/ndf = 4/17$.

It is seen that in this case both functions satisfy the distribution and the mass and width are very near to the natural ones. We can suppose, of course, the worse experimental situation because of the known problems with the choice of the combinatorial background, but the accuracy of these measurements in the vicinity of few per cent is seen as quite realistic. One can see also that the Gaussian fit (Fig.6d) is somewhat better than the Breit-Wigner one, i.e., the fit result is very sensitive to the background subtraction procedure.

5. Conclusions

The possibility of the ϕ signal detection in ALICE experiment (for Pb-Pb central events at LHC energy) is shown by the simulation. The signal-to-background ratio (S/B) may be increased up to 0.036 and the significance ($S/\sqrt{S+B}$) reaches a value of more than 100

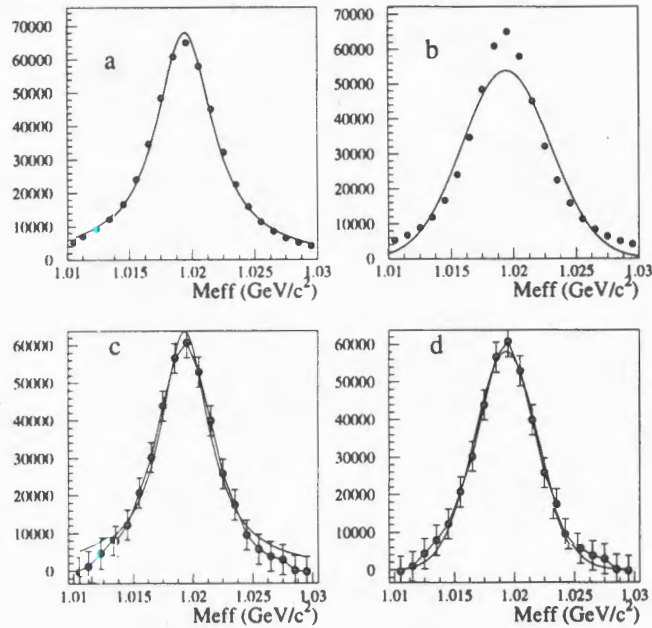


Fig. 6. Signal of ϕ meson after subtraction of the combinatorial background (a and b — the explicit background, c and d — the one obtained by the polynomial fit). The curves are the fit results (a and c — Breit-Wigner, b and d — Gaussian)

standard deviations for an amount of 2.5×10^5 events using kinematical cuts. The precisions in the vicinity of few per cent of the ϕ resonance position and width extracted from the fit procedure of the signal shape are seen as quite realistic.

References

1. Asakawa M., Ko C.M. — Nucl. Phys., 1994, v.A572, p.732.
2. Pisarski R.D., Wilczek F. — Phys. Rev., 1984, v.D29, p.338;
Shuryak E.V. — Nucl. Phys., 1991, v.A525, p.3c.
3. Ahmad N. et al. — «ALICE Technical Proposal», CERN/LHCC/95-71, Geneva, 1995.
4. Antinori F. — Internal Note/SIM ALICE/93-09, 1993.
5. Wang N.X. et al. — Phys. Rev., 1991, v.D44, p.3521; Phys. Rev. Lett., 1992, v.68, p.1480.
6. Gavai R.V. et al. — Preprint GSI-94-76.
7. Batyunya B.V. et al. — Internal Note/SIM ALICE/97-24, 1997.
8. Kiselev S. et al. — Internal Note/SIM ALICE/97-09, 1997.

Received on August 1, 1997.

УДК 539.1.074

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ ДЕТЕКТОР В СОСТАВЕ АДРОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ЭКСПЕРИМЕНТА NA49 В ЦЕРН

*С.В.Афанасьев, А.Ю.Исупов, В.И.Колесников,
А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов, А.Ю.Семенов*

Создан 891-канальный сцинтилляционный времяпролетный детектор площадью $2,2 \text{ м}^2$ для времяпролетной системы адронного спектрометра NA49, предназначенного для регистрации продуктов «центральных» (Pb + Pb)-взаимодействий при энергии ядра-снаряда 158 ГэВ/нуклон. Временное разрешение времяпролетной системы составило 75 пс, что позволяет надежно разделять пионы и каоны вплоть до импульса 8 ГэВ/с и выделять протоны (антипротоны) и дейтроны вплоть до импульса 10 + 12 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Multichannel Time-of-Flight Detector for NA49 Hadron Spectrometer at CERN

S. V. Afanasiev et al.

The 891-channel scintillation TOF detector with 2.2 м^2 area for NA49 hadron spectrometer TOF system, which was designed for products registration of (Pb + Pb) central interactions at beam energy of 158 GeV/nucleon, was constructed. Time resolution of the TOF system is 75 ps, one enough to separate pions from kaons up to the momentum of 8 GeV/c reliably and to detach protons (antiprotons) and deuterons up to the momentum of 10 + 12 GeV/c.

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

1. Введение

Изучение ядро-ядерных взаимодействий при релятивистских энергиях дает ценную информацию о динамике и структуре ядерной материи на малых межнуклонных расстояниях, о высокоимпульсной компоненте волновых функций ядер, кварковых степенях свободы в ядрах. Исследования столкновений ядер с малым прицельным параметром («центральных» взаимодействий) важны, прежде всего, для определения поведения сильно взаимодействующей материи в условиях сильного сжатия и высокой температуры. Здесь особый интерес представляет поиск возможного фазового перехода ядерной материи от бесцветных адронов к состоянию свободных кварков и глюонов — кварк-глюонной плазме (КГП) [1—4]. Ионы свинца, ускоренные на ускорителе SPS в ЦЕРН до энергии 158 ГэВ/нуклон, испытывающие центральное столкновение с ядрами свинцовой мишени, позволяют достичь максимальной плотности энергии (несколько

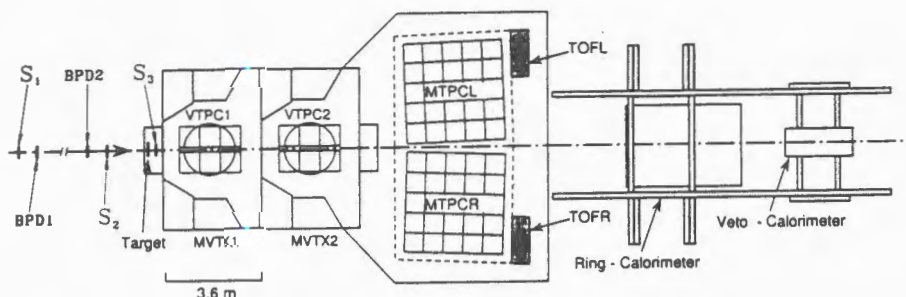


Рис.1. Схема спектрометра NA49

ГэВ/фм³) в максимальном объеме взаимодействия (приблизительно равном объему ядра свинца), доступном для современных экспериментов. Предполагается, что кратковременное существование КГП на ранней стадии взаимодействия должно изменить соотношение выходов вторичных частиц и повлиять на пространственно-временную эволюцию конечного состояния в сравнении с адронной картиной, исключаяющей цветной деконфайнмент. Эксперимент NA49 [5] был спроектирован не только для измерения с высокой точностью выходов заряженных адронов ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$) и нейтральных частиц (ϕ , K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$), но также и для наблюдения изменения ряда параметров взаимодействий от события к событию (event by event). События, в которых несколько параметров (множественности адронов, радиус «пионного» источника, отношение π/K и т.д.) одновременно отклоняются от значений, усредненных по всем событиям, представляются наиболее перспективными кандидатами для обнаружения КГП при более детальном анализе. Адронный спектрометр [6—8], изображенный схематически на рис.1, предназначен для регистрации $\approx 60\%$ от примерно 2000 заряженных частиц, образующихся в «центральном» (Pb + Pb)-взаимодействии. Пучок ионов свинца выделяется по совпадению сигналов с черенковских счетчиков S_1 и S_2 , его положение и направление определяется с помощью пропорциональных камер BPD1 и BPD2. Черенковский счетчик S_3 служит для выделения взаимодействий с определенной степенью «центральности». Две времяпроекционные камеры VTPC (размером $2 \times 1,4 \times 0,6$ м³), расположенные внутри широкоапертурных дипольных магнитов с анализирующей способностью 4,5 Тл · м каждый и две камеры MTPC ($3,8 \times 3,8 \times 1,3$ м³), расположенные сзади магнитов, служат для определения траекторий и ионизационных потерь dE/dx заряженных частиц [9—11]. Идентификация заряженных частиц основана на использовании комбинации dE/dx -информации (из TPC) и скорости частиц, измеряемой двумя времяпролетными детекторами площадью 2,2 м² каждый. Один из этих детекторов (TOFR) изготовлен группой из Марбургского университета (ФРГ), а другой (TOFL, описание которого и составляет предмет данной статьи) — группой из ЛВЭ ОИЯИ. Выделение V^0 вершин в VNPC и MTPC используется для идентификации K_S^0 , Λ - и

Λ-распадов. С помощью сегментированного калориметра RCAL [12] измеряются потоки поперечной энергии и анизотропия событий. «Вето»-калориметр VCAL [12,13] используется для определения энергии спектаторных нуклонов и фрагментов ядра-снаряда, информация о которой лежит в основе триггера для отбора событий по прицельному параметру.

2. Система измерения времени пролета

2.1. Требования, предъявляемые к времяпролетной системе

При идентификации заряженных частиц интервал импульсов 3 + 7 ГэВ/с, соответствующий области «центральной» быстроты для (Pb + Pb)-столкновений при энергии 158 ГэВ/нуклон ($\gamma = 2,9$), является наиболее сложным с точки зрения разделения пионов, каонов и протонов (антипротонов) с помощью ионизационных измерений во времяпроекционных камерах. Поэтому основной задачей времяпролетных детекторов спектрометра NA49 является «усиление» идентификации заряженных частиц в этом импульсном интервале. Для этого необходимо измерение времени пролета π -, K-мезонов и протонов (антипротонов) на базе примерно 14 м с точностью не хуже 80 пс, что достаточно для их разделения с помощью комбинированной идентификации на уровне $3,5 + 4 \sigma$.

Высокая множественность вторичных заряженных частиц в «центральном» (Pb + Pb)-столкновении при энергии ядра-снаряда 158 ГэВ/нуклон, а также учет продуктов распадов нейтральных вторичных частиц приводят к тому, что в районе расположения времяпролетных детекторов плотность потока заряженных частиц составляет $\approx 60 \text{ м}^{-2}$ за одно взаимодействие. Для того чтобы потери времяпролетной информации, связанные с одновременным попаданием двух и более заряженных частиц в один и тот же счетчик, составляли не более 10 %, необходимо, чтобы «рабочая площадь» сцинтиллятора счетчика не превышала $20 + 25 \text{ см}$.

2.2. Описание времяпролетного детектора

Исходя из требований к системе измерения времени пролета детектор составлен из 891 индивидуального сцинтилляционного счетчика [14] со сцинтилляторами прямоугольной формы размером 23 мм (толщина по пучку) $\times$ 34 мм (высота) $\times$ 60/70/80 мм (длина ближних/средних/дальних от пучка счетчиков в соответствии с различной плотностью загрузки счетчиков). Сцинтилляторы изготовлены в ЛБЭ ОИЯИ с применением полистирола с растворенной в нем сцинтиллирующей добавкой 3 % PBD. Каждый сцинтиллятор обернут светоотражающей алюминиевой фольгой и приклеен с помощью оптического клея Viscop BC-600 на фотокатод отечественного фотоумножителя ФЭУ-87. Питание умножителя осуществлялось с помощью специально подобранного резистивного делителя высокого напряжения [14]; каждый делитель потреблял ток $\approx 0,25 \text{ мА}$. Параметры фотоумножителя, а также характеристики выходного сигнала ФЭУ даны в таблице.

**Таблица. Параметры используемого фотоумножителя
и характеристики выходного сигнала**

Тип фотоумножителя	ФЭУ-87
Диаметр: фотоумножителя фотокатода	30 мм 20 мм
Число диодов	11
Типичное напряжение питания	1,9 кВ
Выходной сигнал: амплитуда (мин. иониз. част.) время нарастания (10 + 90 %)	1,5 В 4 нс

Испытания опытных образцов счетчиков, проведенные на пучках синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ [14] и ускорителя SPS в ЦЕРН [15], показали, что временное разрешение используемых сцинтилляционных счетчиков составляет $50 + 70$ пс. Амплитудные и временные характеристики каждого фотоумножителя, поступившего из производства, были измерены на стенде, после чего по результатам измерений были отобраны ФЭУ, удовлетворяющие выдвинутым требованиям.

Для удобства использования сцинтилляционные счетчики объединены по 11 штук в светоизолирующих кассетах (всего 81 кассета) (рис.2), изготовленных из тонкого алюминиевого листа и текстолита. Помимо общего механического крепления счетчиков в кассете и удобной разводки сигнальных кабелей и кабелей высоковольтного

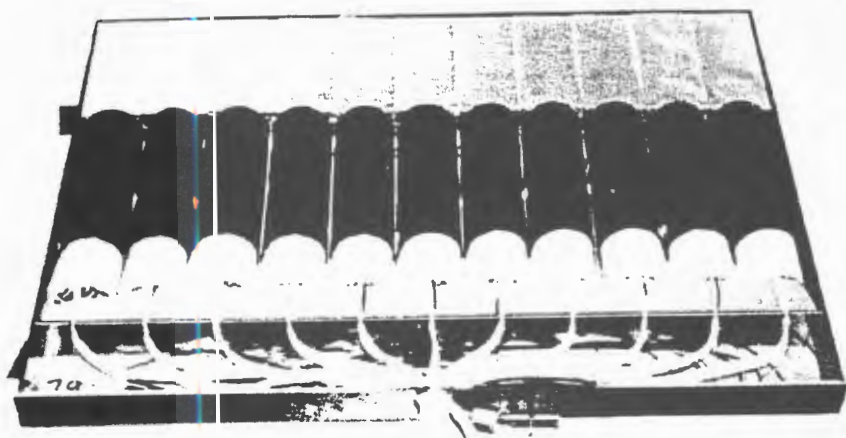


Рис.2. Расположение сцинтилляционных счетчиков в кассете

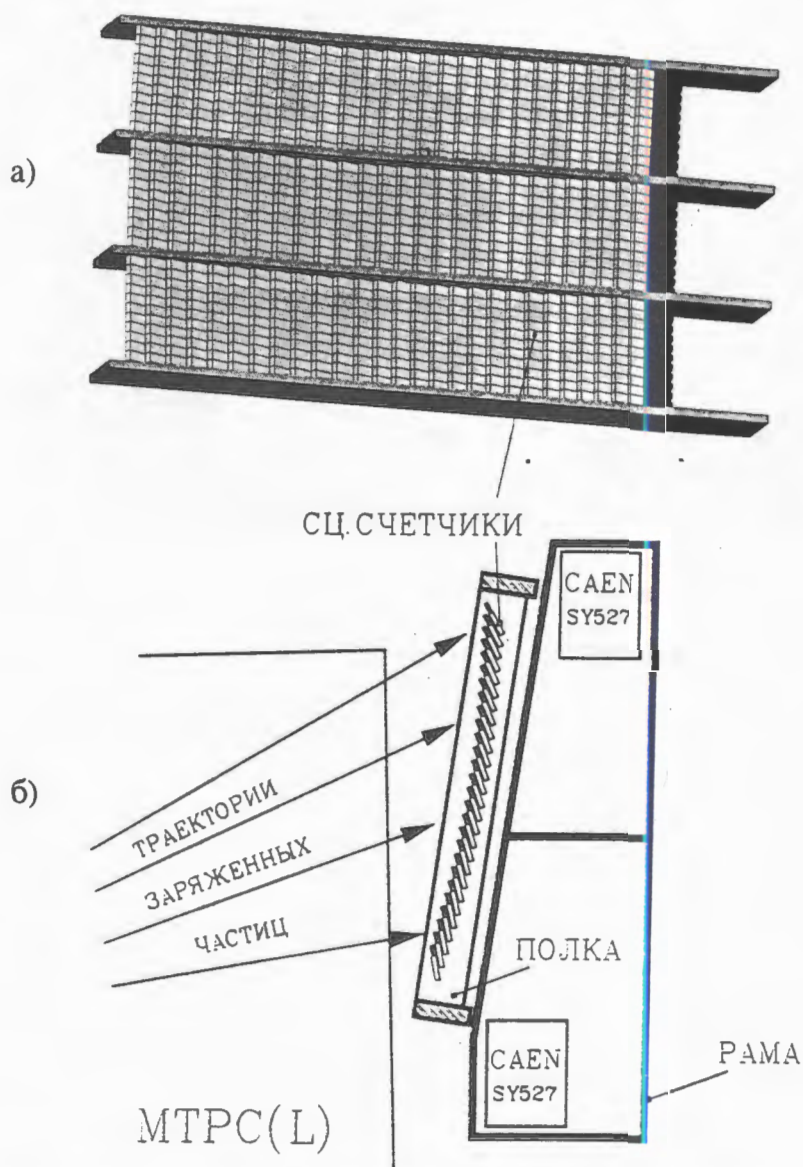


Рис.3. Схема расположения сцинтилляционных счетчиков на ферме детектора: а) вид со стороны мишени; б) вид сверху

питания кассета содержит систему тонких кварцевых фибров для подводки вспышки света от ультрафиолетового лазера к сцинтиллятору каждого счетчика, что позволяет следить за состоянием детектора в промежутках между «сбросами» пучка ускорителя.

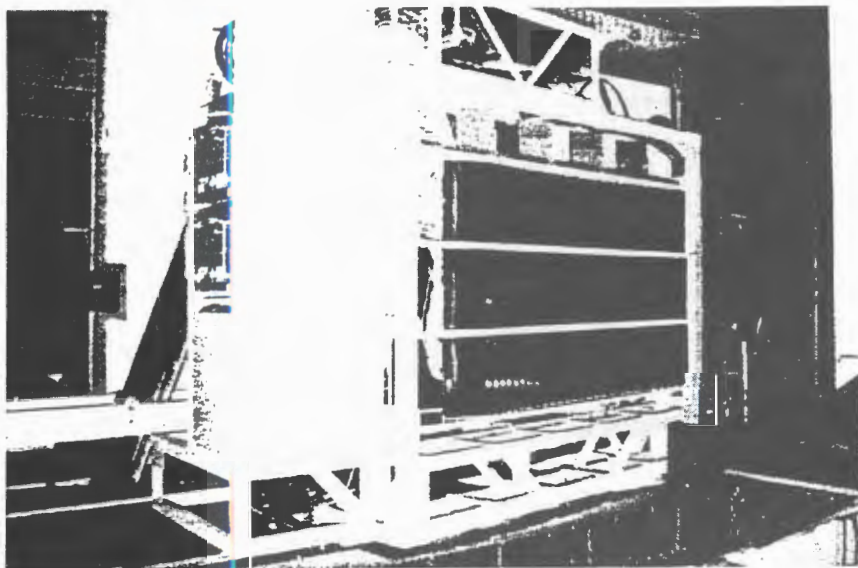


Рис.4. Фотография времяпролетного детектора TOFL

При разработке фермы времяпролетного детектора основные усилия были направлены на достижение сочетания максимальной «радиационной прозрачности» детектора с механической жесткостью конструкции для обеспечения точной фиксации кассет со сцинтилляционными счетчиками в пространстве. Созданная ферма представляет собой 4 «полки» из пористого пластика с закрепленными на них направляющими, что позволяет фиксировать кассеты со счетчиками в пространстве на трех уровнях (как это показано на рис.3а). Расположение направляющих и, следовательно, кассет задано таким образом, чтобы сцинтилляторы счетчиков составляли поверхность, перпендикулярную траекториям заряженных частиц, вылетающих из мишени (рис.3б). Пластиковые «полки» зафиксированы на подвешенной в пространстве стальной раме. Кроме того, на раме закреплены 4 крейта системы высоковольтного питания счетчиков. Система ползунковых механизмов обеспечивает возможность перемещений и поворотов всей фермы в горизонтальной плоскости для юстировки положения детектора. Внешний вид времяпролетного детектора представлен на рис.4.

2.3. Система высоковольтного питания детектора

На рис.5 показана блок-схема высоковольтного питания сцинтилляционных счетчиков на основе системы CAEN SY527. В крейте расположены блоки генераторов «опорного» высокого напряжения CAEN A753, которое по высоковольтным кабелям длиной 20 м подается к крейтам #1..4, закрепленным на ферме времяпролетного детектора. В этих крейтах расположены блоки высоковольтных «делителей» CAEN A933, в задачу которых входит, используя единое для каждого блока « опорное» напряжение,

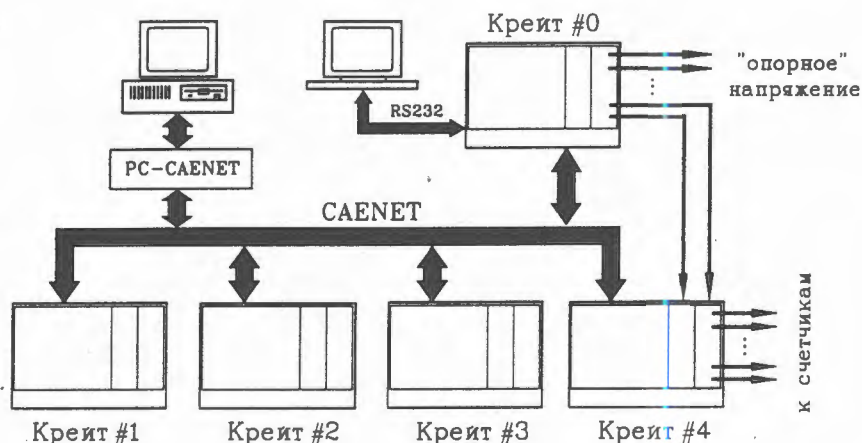


Рис.5. Блок-схема высоковольтного питания сцинтилляционных счетчиков

установить индивидуальные напряжения на 24 независимых выходах блока для питания 24 сцинтилляционных счетчиков. Крейты высоковольтной системы связаны между собой сетью CAENET, к которой через интерфейс PC-CAENET A303 подключен персональный компьютер. Программа SLOW CONTROL, реализуемая персональным компьютером, обеспечивает установку индивидуальных напряжений питания для каждого сцинтилляционного счетчика детектора, а также контроль состояния высоковольтной системы в течение всего периода работы. Кроме того, установку напряжений питания счетчиков и контроль высоковольтной системы оператор может осуществлять, используя терминал, подключенный через серийный порт RS232 непосредственно к крейту #0.

2.4. Электроника считывания и логика триггера

Выходные сигналы со счетчиков по коаксиальным кабелям Suhner S03272 длиной 20 м подаются к стойкам с электроникой. Блок-схема электроники считывания информации с времяпролетного детектора показана на рис.6. Сигналы с анодов сцинтилляционных счетчиков подаются на входы выполненных в стандарте VME формирователей со следящим порогом CFD 5.05 (16 входов/блок; производитель KFKI, Будапешт). С помощью встроенных в формирователи пассивных делителей сигналы делятся в отношении 1:1; одна часть сигналов через встроенную в формирователь аналоговую задержку подается в 12-битовый ЗЦП (Fastbus LeCroy 1885F; для формирования логических сигналов. Установка порогов формирователей (в нашем случае — 100 мВ) производится программным способом через расположенные в крейтах с формирователями VME процессорные модули Eugosom5; остальную настройку формирователей можно осуществлять с помощью переключателей на платах блоков формирователей. Сформированные логические импульсы используются в качестве сигналов СТОП для 12-битовых ВЦП (Fastbus LeCroy 1875A; 25 пс/канал; 64 входа/блок).

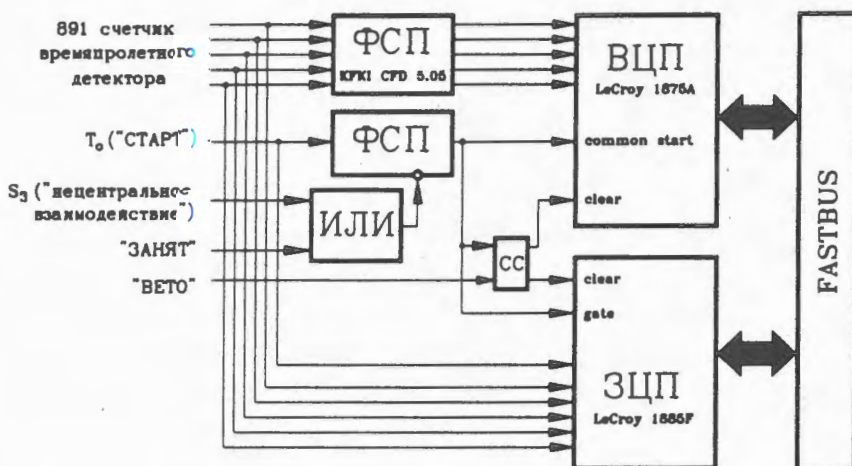


Рис.6. Блок-схема электроники считывания времяпролетного детектора

Триггер времяпролетной системы реализован на базе NIM-модулей и основан на следующем принципе: каждый сигнал T_0 со стартового счетчика S_1 (после описанных ниже блокировок) запускает блоки ВЦП и ЗЦП; затем с помощью логики триггера принимается решение о том, соответствует ли этому сигналу «центральное» взаимодействие ядра-снаряда с ядром мишени; в противном случае вырабатывается сигнал БЫСТРЫЙ СБРОС, переводящий модули ВЦП и ЗЦП в исходное состояние прежде, чем будет осуществлен их опрос системой сбора данных. Сигнал T_0 блокируется:

— сигналом с газового черенковского счетчика S_3 , расположенного за мишенью и сигнализирующего, что взаимодействие не является «центральным»;

— сигналом ЗАНЯТ, устанавливаемым на время, необходимое для перевода модулей ВЦП и ЗЦП в исходное состояние после прихода сигнала БЫСТРЫЙ СБРОС;

— сигналом ЗАНЯТ, устанавливаемым на время, необходимое системе сбора данных для опроса других детекторов спектрометра NA49.

В качестве сигнала БЫСТРЫЙ СБРОС служит задержанный сигнал T_0 в случае, если присутствует сигнал ВЕТО, вырабатываемый «вето»-калориметром тогда, когда энерговыделение в нем превышает определенный порог, что служит сигналом о «нецентральности» взаимодействия. При проведении эксперимента использовались два варианта триггера, настроенных на прицельные параметры 3,5 и 4 фм. Этим вариантам триггера соответствуют сечения, равные 5 % и 7 % от $\sigma_{\text{tot}}^{\text{inel}}$ соответственно.

В случае отсутствия сигнала БЫСТРЫЙ СБРОС производится считывание модулей ВЦП и ЗЦП системой сбора данных, и осуществляется запись информации на магнитную ленту. Контроль записываемой на ленту информации осуществляется с помощью программы ON-LINE MONITOR. Подробное описание системы сбора данных спектрометра эксперимента NA49 можно найти в работе [16].

3. Анализ времяпролетной информации

Времяпролетная информация, полученная в процессе работы спектрометра, нуждается в ряде коррекций:

- требуется коррекция момента прихода сигнала с ФЭУ, учитывающая, что каждый канал измерения времени пролета, включающий в себя сцинтилляционный счетчик, сигнальные кабели и считывающую электронику, вносит во время пролета индивидуальную постоянную задержку;

- необходимо скомпенсировать зависимость измеренного времени от точки, в которой заряженная частица пересекает сцинтиллятор;

- требуется компенсация зависимости измеренного времени прихода сигнала с фотоумножителя от амплитуды этого сигнала;

- необходим учет неизбежного при проведении длительного сеанса медленного дрейфа временных параметров времяпролетного детектора и стартового счетчика.

Калибровка времяпролетного детектора была выполнена на основе информации, набранной при работе спектрометра NA49 на пучке ядер свинца с энергией 158 ГэВ/нуклон. Предварительно проведенная реконструкция треков заряженных частиц во времяпроекционных камерах позволяла не только определить с большой точностью координаты пересечения плоскости времяпролетного детектора каждой заряженной частицей, но также предоставляла информацию об импульсе частицы и о длине ее пролета от мишени до времяпролетного детектора. Кроме того, используя результаты измерения ионизационных потерь заряженных частиц в МТПС, оказалось возможным идентифицировать пионы и использовать только этот сорт заряженных частиц для описанной ниже калибровки времяпролетного детектора.

Измерение положения фермы детектора в пространстве, проведенное с использованием геодезической аппаратуры, в сочетании с информацией о расположении сцинтилляционных счетчиков относительно фермы, позволило определить положение счетчиков в пространстве с точностью до нескольких миллиметров. Для уточнения положения счетчиков относительно МТПС был проведен анализ координат «изображений» сцинтилляторов, образованных точками пересечения плоскости детектора продолжениями треков заряженных частиц во времяпроекционной камере. Точность поправки зависит от числа используемых треков, однако, используя совокупность информации о необходимых поправках в положениях сцинтилляторов, а также об отклонениях размеров «изображений» сцинтилляторов на плоскость от расчетных, можно определить необходимую комбинацию «сдвигов» и «поворотов» всего времяпролетного детектора, как единого целого, «перемещающую» детектор из его «предполагаемого» положения в истинное. В завершение была осуществлена незначительная корректировка положения сцинтилляторов друг относительно друга. Точность скорректированного положения сцинтилляционных счетчиков оценивается на уровне $0,2 + 0,3$ мм.

Как уже указывалось, высокая множественность вторичных заряженных частиц в центральных (Pb + Pb)-взаимодействиях приводит к значительному числу событий, в которых две заряженные частицы попадают в один и тот же сцинтилляционный счетчик, что ведет к искажению времяпролетной информации. Для устранения такого рода искажений были исключены из обработки срабатывания тех счетчиков, в сцинтиллятор которых «падали» продолжения более чем одного трека из МТПС. Количес-

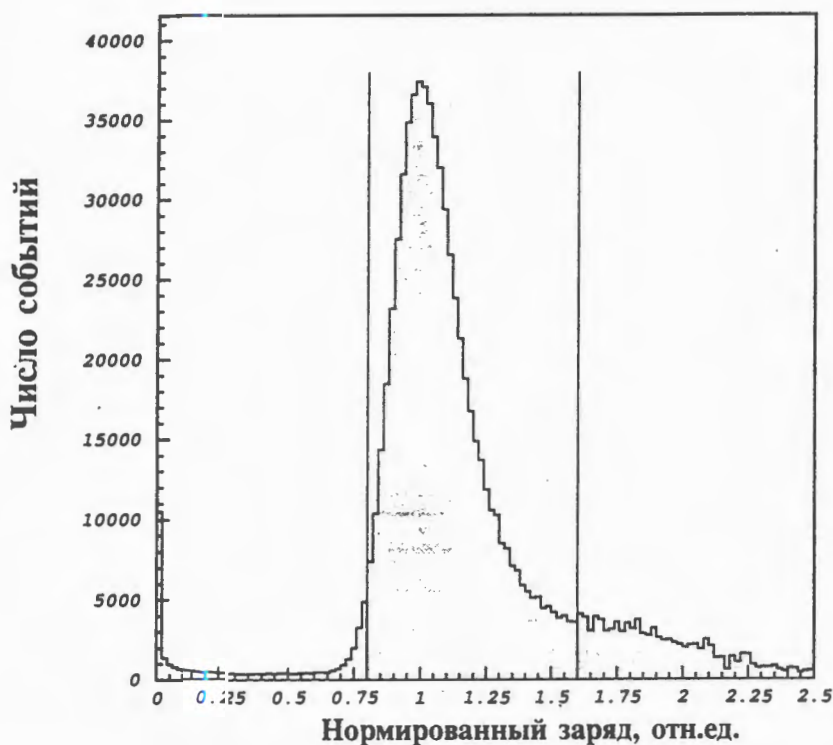


Рис.7. Распределение нормированных значений заряда сигналов с времяпролетного детектора

тво исключенных из обработки по этой причине частиц составило 10 + 15 %, и при дальнейшей идентификации число частиц каждого сорта корректировалось на соответствующую поправку.

Следующей причиной «потерь» при регистрации заряженных частиц с помощью времяпролетного детектора является отбор по заряду сигналов со сцинтилляционных счетчиков. на рис.7 представлено суммарное (по всем счетчикам детектора) распределение нормированных значений зарядов со счетчиков:

$$Q^{norm} = (Q - Q_{pedestal}) / (Q_0 - Q_{pedestal}), \quad (1)$$

где Q_0 — положение максимума распределения по заряду для каждого счетчика, $Q_{pedestal}$ — положение пьедестала для каждого счетчика. При обработке времяпролетной информации в рассмотрение принимались только те частицы, нормированный заряд которых лежал в пределах 0,8 + 1,6. Заряд менее 0,8 соответствует, в основном, частицам, попавшим в края сцинтилляционных счетчиков (см. рис.8). Из-за малого

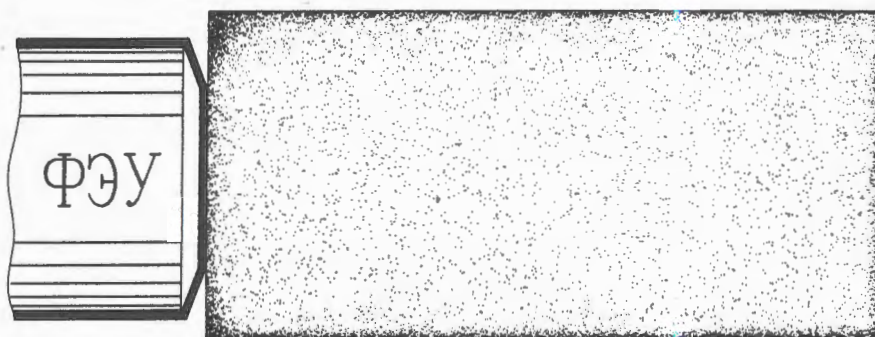


Рис.8. Точки попаданий в сцинтилляторы счетчиков частиц, которым соответствуют нормированные заряды сигналов менее 0,8. Видно, что плотность частиц, попадающих к краям сцинтиллятора, значительно превосходит плотность частиц, попадающих в центральную область сцинтиллятора

числа фотонов времяпролетное разрешение детектора, определенное по выборке из таких событий, несколько хуже, что (при отсутствии отбраковки) приводит, например, к увеличению π -мезонного фона при идентификации K -мезонов. Заряд более 1,6 ассоциируется с ситуацией, когда в сцинтилляторе (вместе с попаданием заряженной частицы) происходит конверсия гамма-кванта. В таком случае также происходит искажение времяпролетной информации (возможна потеря соответствия между треком в МТРСЛ и срабатыванием сцинтилляционного счетчика; ввиду искажения амплитуды коррекция зависимости времени пролета от амплитуды становится неэффективной и т. д.). «Потери» частиц, связанные с отбором событий по заряду сигналов с времяпролетного детектора, оцениваются на уровне $\approx 7\%$ для конверсии гамма-квантов и $3 + 7\%$ — для частиц, попадающих в края сцинтилляторов. Эти «потери» были также учтены на этапе идентификации.

На рис.9 показана зависимость времени прихода сигнала от «локальной» координаты точки входа заряженной частицы в сцинтиллятор. Окно фотокатода ФЭУ перекрывает лишь часть площади торца сцинтиллятора, через который производится сбор света, что приводит к значительной неоднородности светосбора (по амплитуде и по времени) для частиц, пересекающих сцинтиллятор в области $X < 1$ см. Поэтому при разработке детектора было решено не использовать эту область сцинтиллятора для регистрации частиц, для чего счетчики были расположены таким образом, чтобы «первый сантиметр» сцинтиллятора каждого счетчика был перекрыт сцинтиллятором соседнего счетчика. Зависимость времени прихода сигнала от X в области $X > 1$ см была скорректирована с помощью полинома второго порядка:

$$T^* = T - P_0 - P_1 \cdot X - P_2 \cdot X^2, \quad (2)$$

где P_0 , P_1 и P_2 — индивидуальные коэффициенты для каждого счетчика, полученные фитированием экспериментальных данных.

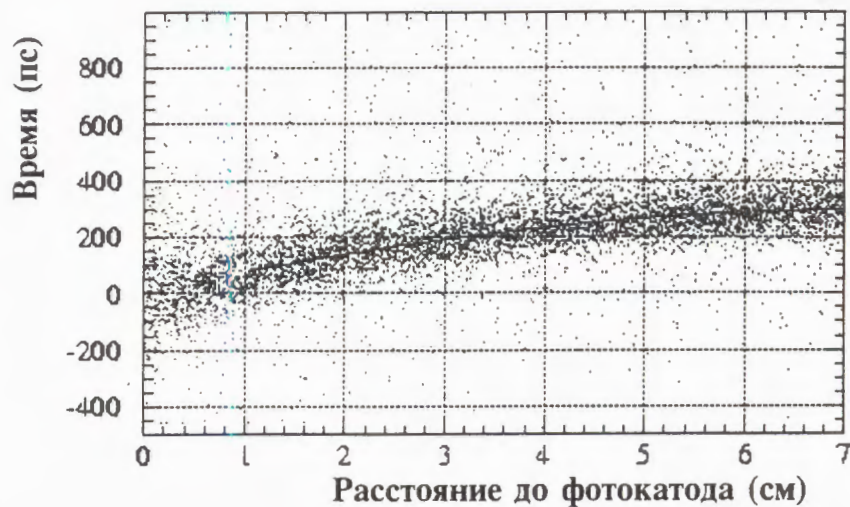


Рис.9. Зависимость времени прихода сигнала сцинтилляционного счетчика от расстояния между точкой входа заряженной частицы в сцинтиллятор и фотокатодом умножителя

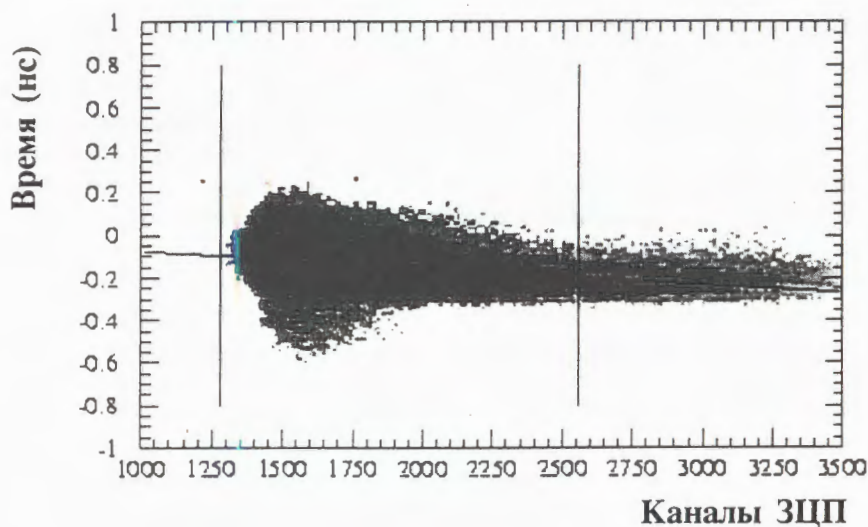


Рис.10. Зависимость времени прихода сигнала от заряда этого сигнала

Зависимость времени прихода сигнала со счетчика от заряда этого сигнала (см. рис.10) была скорректирована с помощью полинома второго порядка аналогичным образом для каждого сцинтилляционного счетчика.

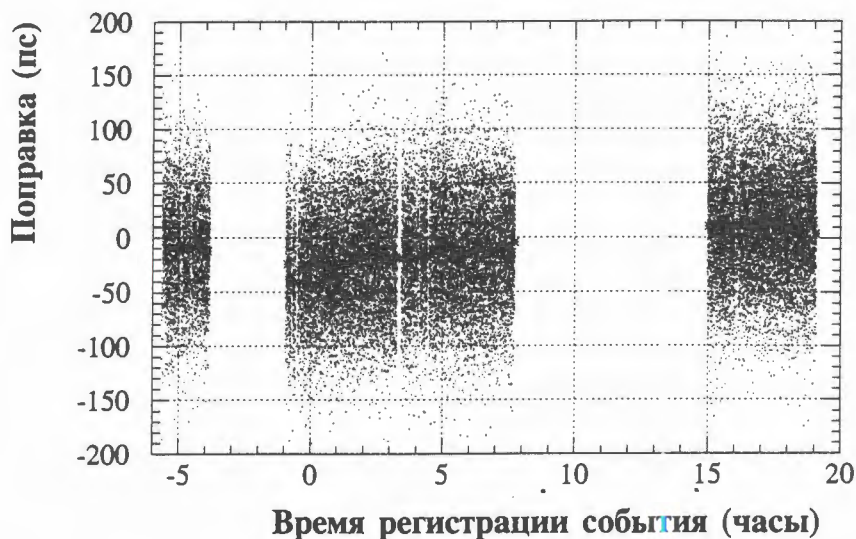


Рис.11. Зависимость поправки времен пролета на «дрейф» стартового счетчика и времяпролетного детектора от момента регистрации события. Точками показаны значения поправок для индивидуальных событий, звездочками — средние значения поправок для каждых 500 событий

Для определения индивидуальной временной задержки для каждого канала измерения времени пролета был использован спектр $T_{\pi}^{\text{zero}} = T^* - L/v_{\pi}(p)$, где T^* — скорректированное на зависимости от амплитуды сигнала и «локальной» координаты X время прихода сигнала со сцинтилляционного счетчика, $L/v_{\pi}(p)$ — вычисленное время пролета пиона со скоростью $v_{\pi}(p)$ по траектории длиной L :

$$L/v_{\pi}(p) = \frac{L}{c} \sqrt{\frac{p^2 + (m_{\pi}c)^2}{p^2}}. \quad (3)$$

Ввиду того, что для калибровки были использованы пионы, среднее значение полученного спектра является искомой задержкой ΔT_i (где i — номер канала измерения времени пролета).

Высокая множественность регистрируемых пионов ($N_{\pi} \approx 70 + 90$ штук за одно «центральное» событие) позволила частично скомпенсировать искажения времени пролета частиц, вносимые стартовым счетчиком (из-за его ненулевого временного разрешения) и медленным «дрейфом» временных параметров времяпролетной системы как единого целого. Среднее значение величины $T_{\pi}^* = T_{\pi}^{\text{zero}} - \Delta T_i$ для пионов, зарегистрированных в каждом событии, было принято в качестве поправки на «дрейф»

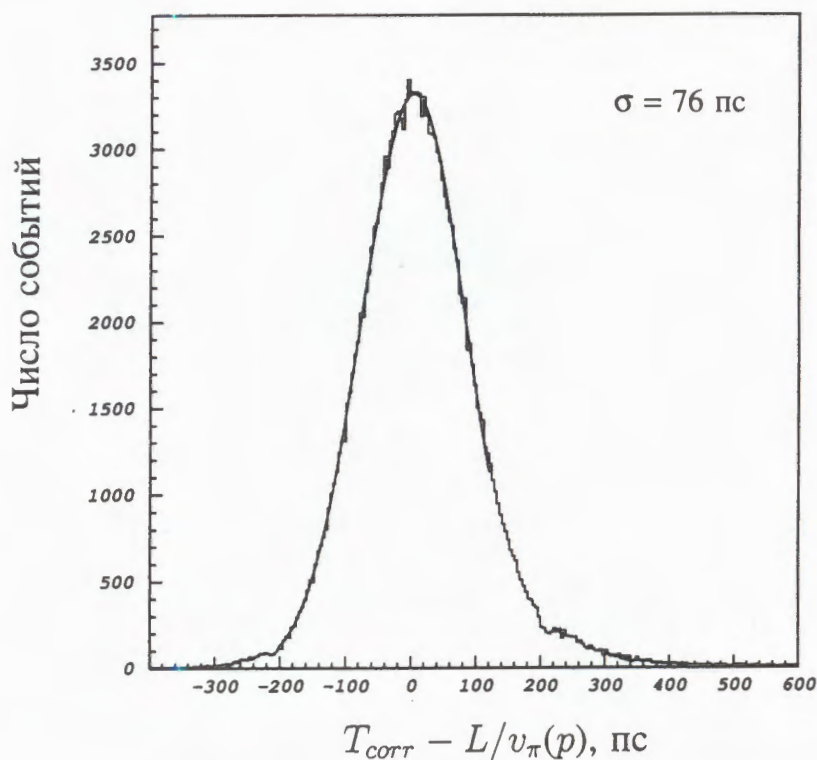


Рис.12. Временной спектр $T_{corr} - L/v_{\pi}(p)$ для всех счетчиков детектора после проведения коррекций. Ширина спектра характеризует разрешение времяпролетной системы $\sigma_{TOF} = (76 \pm 2)$ пс

T_j^{drift} (где j — номер события) для всех времен пролета, измеренных в этом событии. Точность данного метода, определяемая величиной $\sigma_{TOF}/\sqrt{N_{\pi}}$, менее 10 пс (где σ_{TOF} — среднее временное разрешение времяпролетной системы), превосходит временное разрешение стартового счетчика $\sigma_{START} \approx 25$ пс. На рис.11 представлены поправки времени пролета T^{drift} для событий, записанных при работе установки в течение нескольких часов. Разброс поправок для отдельных событий (на рисунке показаны точками) отражает в основном временное разрешение стартового счетчика. Звездочки на рисунке представляют результаты усреднения поправок для каждых 500 событий и соответствуют «дрейфу» временных параметров всей системы измерения времени пролета.

На рис.12 представлено распределение величины $T_{corr} - L/v_{\pi}(p)$ (где T_{corr} — время пролета после всех вышеописанных коррекций) для частиц отрицательного знака, зарегистрированных в различных сцинтилляционных счетчиках детектора. Среднее вре-

менное разрешение созданной системы для измерения времени пролета характеризуется шириной пика для π^- -мезонов (см. рис.12) и составляет $\sigma_{\text{TOF}} = (76 \pm 2)$ пс для π -мезонов в импульсном интервале $3 + 10$ ГэВ/с. Следует подчеркнуть, что указанное разрешение включает в себя не только собственное разрешение сцинтилляционных счетчиков, но и неопределенности, связанные с конечным разрешением стартового счетчика, с ошибками определения импульсов частиц и длины их треков, с искажениями, вносимыми в процессе работы электроники, и т.д.

4. Идентификация заряженных частиц

После измерения времени пролета заряженной частицы t и привлечения информации о длине трека частицы между стартовым счетчиком и времяпролетным детектором L и ее импульсе, предоставляемой времяпроекционной камерой, нетрудно определить скорость частицы

$$\beta = \frac{L}{c \cdot t} \quad (4)$$

и ее инвариантную массу:

$$(m_0 c^2)^2 = (pc)^2 \left(\frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \right). \quad (5)$$

На рис.13 показаны зависимости величины $1/\beta$ и квадрата инвариантной массы от импульса частицы. Ширина линий, отвечающих соответствующим сортам частиц, определяется точностью измерения величин p , L и t :

$$\sigma_{1/\beta}^2 = \left(\frac{c}{L} \right)^2 \sigma_t^2 + \left(\frac{c \cdot t}{L^2} \right)^2 \sigma_L^2, \quad (6)$$

$$\sigma_{(m_0 c^2)^2}^2 = \sigma_{(pc)^2}^2 \left(\frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \right)^2 + \sigma_\beta^2 \left(\frac{2(pc)^2}{\beta^3} \right)^2. \quad (7)$$

В результате, используя только информацию об инвариантной массе, можно говорить о разделении π - и K -мезонов с помощью созданной времяпролетной системы вплоть до импульса $4,0 + 4,5$ ГэВ/с (см. рис.14), а также об идентификации протонов (и антипротонов) вплоть до импульса 8 ГэВ/с.

Привлечение информации об ионизационных потерях частиц в газе времяпроекционных камер существенно расширяет импульсный интервал, в котором возможно идентифицировать заряженные частицы. На рис.15 показаны зависимости ионизационных потерь частиц dE/dx в газе камеры МТРСЛ от квадрата инвариантной массы m_0^2 , полученной путем измерения времени пролета и импульса заряженной частицы,

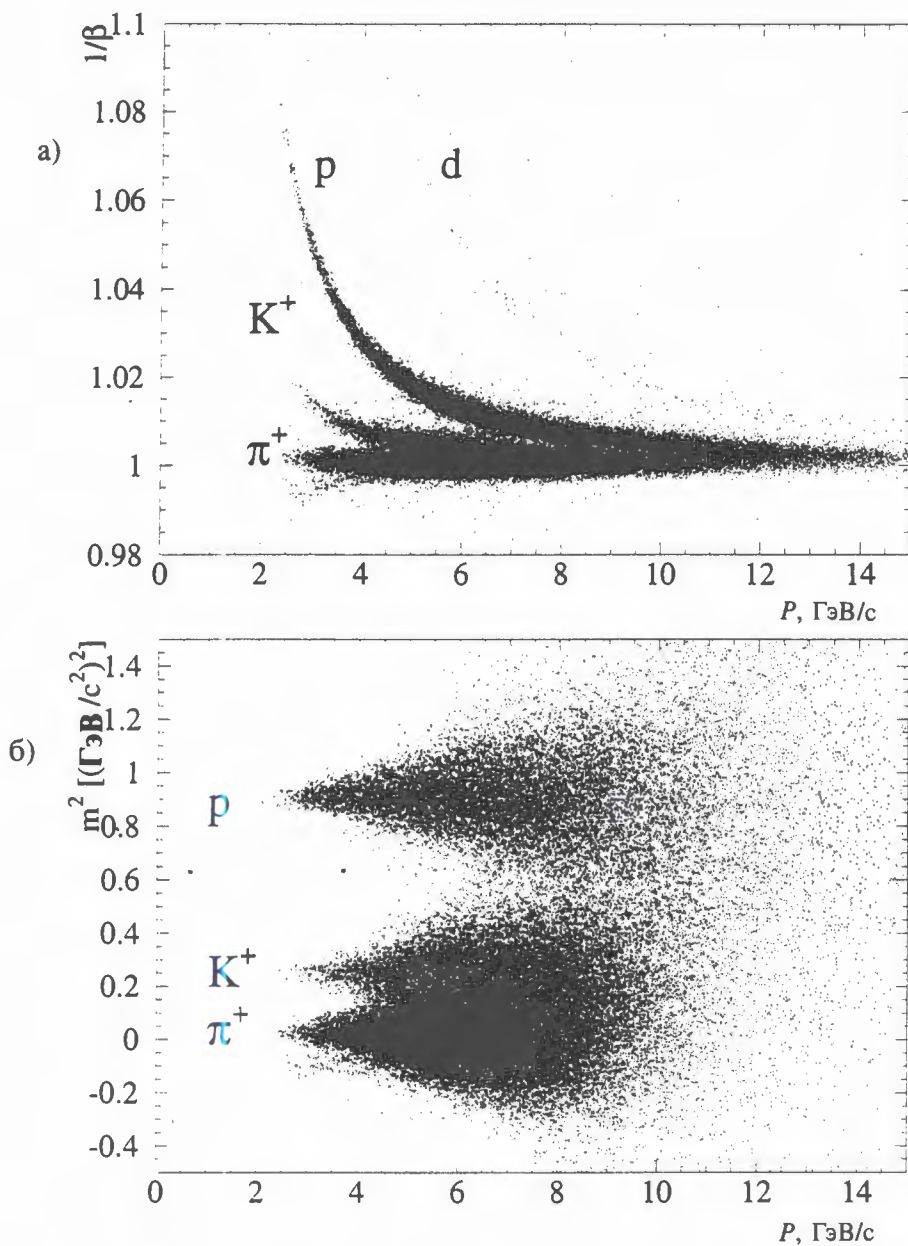


Рис. 13. Зависимость восстановленных с помощью измерения времени пролета величины $1/\beta$ (а) и квадрата инвариантной массы (б) от импульса, измеренного в МТРСЛ, для вторичных частиц с положительным зарядом

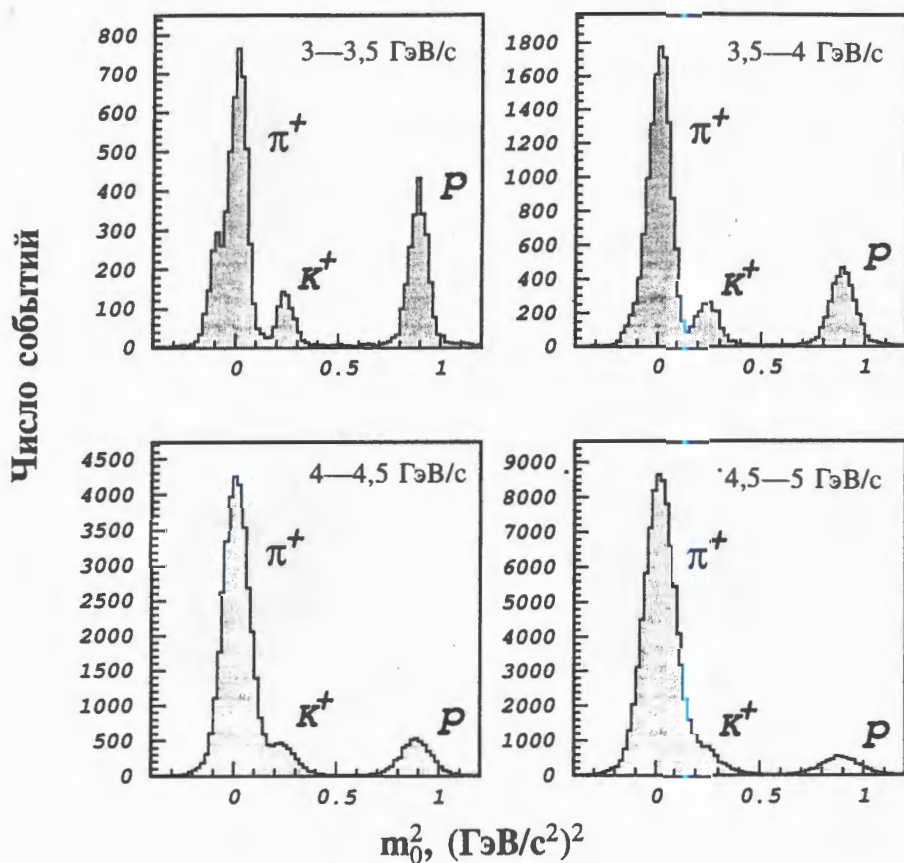


Рис.14. Распределение по квадрату инвариантной массы для положительно заряженных частиц в импульсном диапазоне 3 + 5 ГэВ/с

для случая, когда времяпролетный детектор TOFL регистрирует отрицательно заряженные частицы. Аналогичные зависимости для положительно заряженных частиц показаны на рис.16. Двумерные гистограммы, представленные на рисунках, отвечают различным импульсным интервалам частиц (ширина каждого интервала — 1 ГэВ/с). Каждая гистограмма была профитирована суммой трех однотипных двумерных распределений, соответствующих пионам, каонам и протонам (антипротонам). Двумерные функции для каждого из трех сортов частиц, представленных на гистограммах, были выбраны в виде суммы двух компонент: двумерного распределения Гаусса, описывающего основную часть пика,

$$G = P_1 \cdot \exp \left(- \frac{(m_0^2 - P_2)^2}{P_3^2} - \frac{(dE/dx - F_4)^2}{P_5^2} \right) \quad (8)$$

Ионизационные потери в MTPCL, отн.ед.

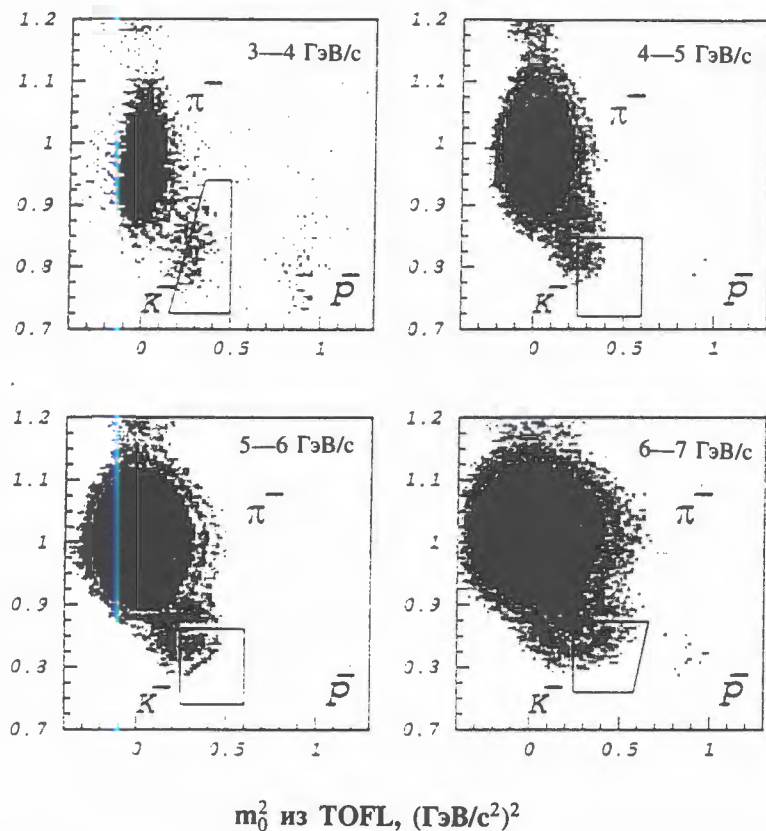


Рис.15. Зависимость ионизационных потерь в MTPCL от квадрата инвариантной массы, восстановленной с использованием информации о времени пролета, для вторичных частиц с отрицательным зарядом. Линиями выделены области, используемые для подсчета числа K^- -мезонов

(где $P_1 \dots P_5$ — параметры фитирования, отвечающие за нормировку, положение максимума и ширину двумерного распределения), и экспоненциальной части, учитывающей «спад» распределений,

$$Ex = P_6 \cdot \exp \left(- \frac{(dE/dx - P_7)^2}{P_8^2} \right) \cdot \exp (P_9 \cdot (m_0^2 - P_{10})), \quad m_0^2 \geq P_{10} \quad (9)$$

$$Ex = P_6 \cdot \exp \left(- \frac{(dE/dx - P_7)^2}{P_8^2} \right) \cdot \exp (P_{11} \cdot (P_{10} - m_0^2)), \quad m_0^2 < P_{10} \quad (10)$$

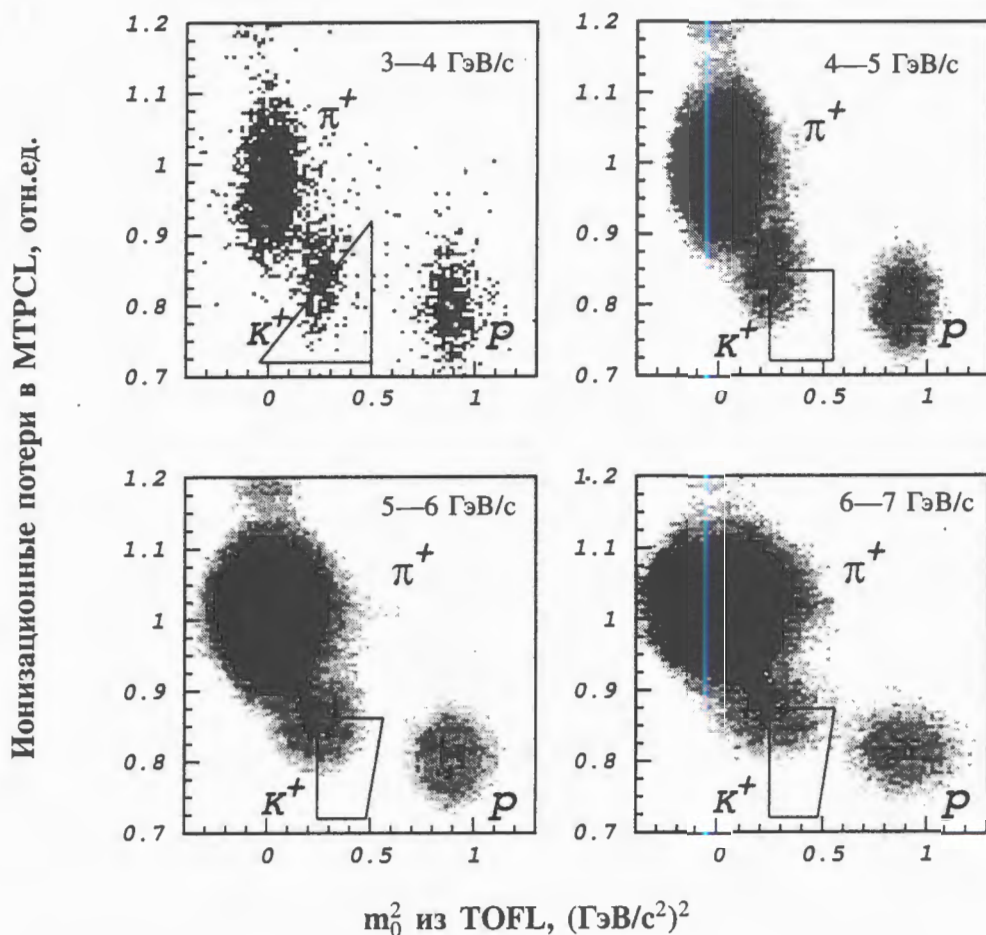


Рис.16. Зависимость ионизационных потерь в МТРСЛ от квадрата инвариантной массы, восстановленной с использованием информации о времени пролета, для вторичных частиц с положительным зарядом. Линиями выделены области, используемые для подсчета числа K^+ -мезонов

(где $P_6 \dots P_{11}$ — параметры фитирования, отвечающие за аналогичные характеристики экспоненциальной части распределения). Вклад экспоненциальной части, не слишком заметный при импульсах порядка $3 + 5$ ГэВ/с, при больших импульсах становится определяющим при описании «хвостов» пиков. Результаты проведенного фитирования позволяют использовать для подсчета числа частиц каждого сорта те области двумерных гистограмм, где частицы разных сортов разделены наиболее надежно (эти области выделены на рис.15 и 16); при этом несложно определить, какой процент частиц искомого сорта попадает в выделенные области и каковы примеси частиц других сортов при

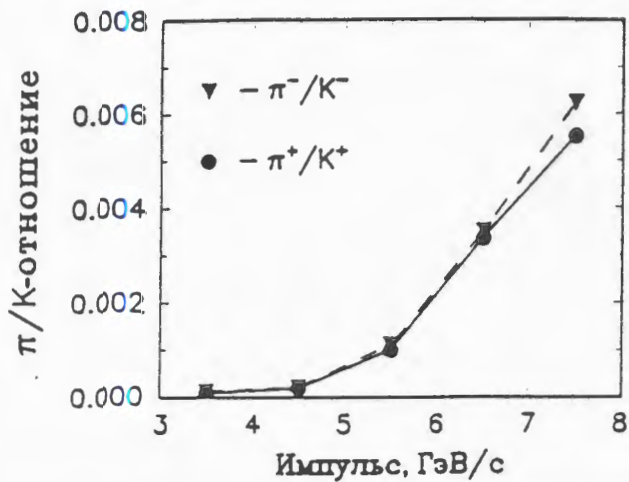
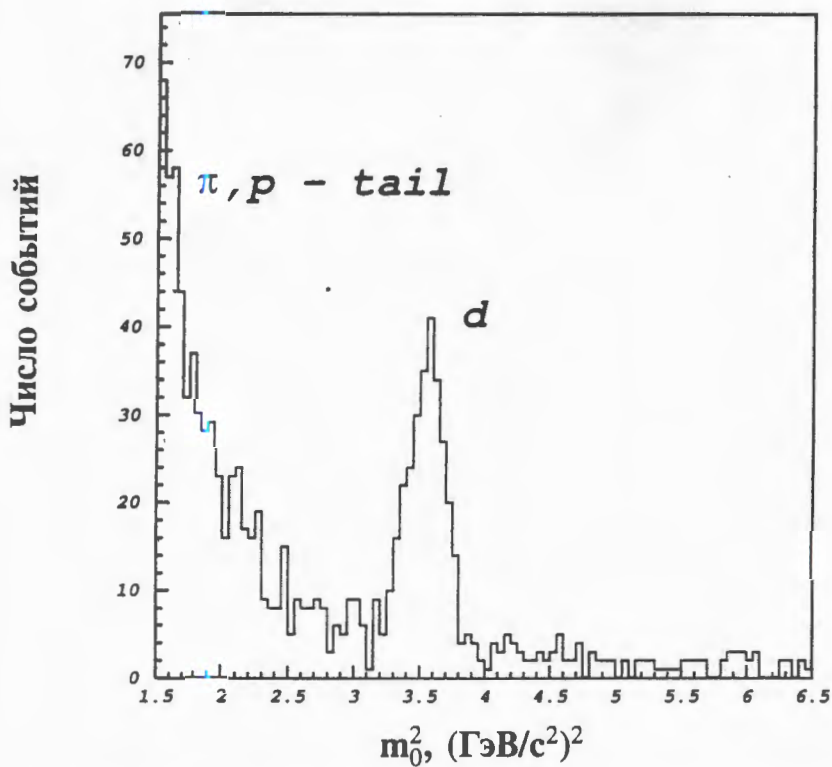
Рис.17. Примеси π -мезонов в идентифицированных каонах

Рис.18. Распределение по квадрату инвариантной массы для положительно заряженных частиц в импульсном диапазоне 3 + 11 ГэВ/с

такой процедуре идентификации. В качестве примера на рис.17 показаны оценки примесей пионов в идентифицированных K -мезонах для различных импульсных интервалов при использовании показанных на рис.15 и 16 областей двумерных гистограмм. Из данных, представленных на рисунке, следует, что вплоть до импульса 8 ГэВ/с возможно выделить каоны с примесью пионов менее 1 %.

Помимо (π - K - p)-разделения, созданная времяпролетная система позволяет выделять дейтроны, образующиеся в результате изучаемых реакций (см. рис. 13а и рис.18).

5. Заключение

Создание многоканальной сцинтилляционной времяпролетной системы в составе адронного спектрометра эксперимента NA49 позволяет существенно усилить идентификацию вторичных заряженных частиц ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ и d), рожденных в области «центральной» быстроты в (Pb + Pb)-взаимодействиях при энергии 158 ГэВ/нуклон, дополнительно к идентификации, обеспечиваемой времяпроекционными камерами путем измерения ионизационных потерь частиц в газе ТРС.

Высокие параметры детектора позволяют использовать его в экспериментах не только в ЦЕРН, но и на пучках ускорительного комплекса ЛВЭ ОИЯИ — нуклотроне и синхрофазотроне.

Авторы выражают признательность академику А.М.Балдину за постоянный интерес к этой работе, а также благодарят группу химиков, сотрудников КБ, НОАФИ и опытного производства ЛВЭ ОИЯИ, без самоотверженного труда которых создание детектора было бы невозможным. Авторы признательны всем членам коллаборации NA49, и особенно — сотрудникам группы марбургского университета под руководством профессора Ф.Пульхофера за сотрудничество и помощь.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 95-02-05070 и 96-02-17207).

Литература

1. Shuryak E.V. — Phys. rep., 1980, v.61, p.71.
2. Gross D.J., Pisarski R.D., Jaffe L.G. — Rev. Mod. Phys., 1981, v.53, p.43.
3. van Holle L. — Phys. Lett., 1982, v.118, p.138.
4. Bjorken J.D. — Phys. Rev., 1983, D27, p.140.
5. Large Acceptance Hadron Detector for an Investigation of Pb-induced reactions at the CERN SPS, NA49 collaboration, CERN/SPSLC 91-31, SPSLC/P264, 1991.
6. Afanasiev S.V. et al., NA49 collaboration, to be published in Nucl. Instr. and Meth.
7. Afanasiev S.V. et al., NA49 collaboration, Nucl. Phys., 1996, A610, p.76c.
8. Afanasiev S.V. et al., NA49 collaboration, Nucl. Phys., 1996, A610, p.188c.
9. Fuchs M. fo NA49 coll. — Nucl. Instr. and Meth., 1995, A367, p.394.
10. Bieser F. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1997, A385, p.535.
11. Kuahmichel A. fo NA49 coll — Nucl. Instr. and Meth., 1995, A360, p.52.
12. de Marzo C. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1983, v.217, p.405.

13. Alber T. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1995, v.75, p.3814.
14. Афанасьев С.В. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, №1[81]-97, 1997, с.45.
15. Afanasiev S.V. et al. — *Acta Physica Slovaca*, 1994, vol.44, No.6, p.451.
16. Rauch W. for NA49 coll. — *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1994, vol.41, No.1, p.30.

УДК 539.192

SEMICLASSICAL APPROACH TO THREE-BODY MUON-TRANSFER COLLISIONS

R.A.Sultanov¹, W.Sandhas¹, V.B.Belyaev²

Muon-transfer rates in collisions of hydrogenlike atoms ($p\mu^-$) or ($d\mu^-$) with light nuclei t , ^3He , ^4He , ^6Li or ^7Li are calculated in a semiclassical approximation to the Faddeev–Hahn equations. The two nuclei involved are treated classically, while the motion of the muon in their Coulomb field is considered from the quantum mechanical point of view. The experimentally observed strong dependence on the charge of the nuclei is reproduced.

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

Трехчастичная перезарядка мюонов в полуклассическом подходе

Р.А.Султанов, В.Зандхас, В.Б.Беляев

В рамках полуклассического приближения к уравнениям Фаддеева—Ханна рассмотрен процесс перезарядки мюонов при столкновении ($p\mu^-$) и ($d\mu^-$) с легкими ядрами t , ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li . В данном подходе тяжелые частицы рассматриваются движущимися по классическим траекториям, в то время как мюон описывается как квантовая частица. Установленная экспериментально сильная зависимость сечения перезарядки от заряда ядра воспроизведена в данных расчетах.

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

1. Introduction

The motion of negative muons in hydrogen media with admixtures of elements A of charge $Z > 2$ shows a peculiar behavior [1,2]. Opposite to the smooth Z dependence predicted by the Landau–Zener formula, the experimental muon transfer rates in processes like $(p\mu^-) + A \rightarrow p + (A\mu^-)$ depend in a complicated manner on the charge Z . The measured isotopy effects, e.g., the ratio of the transitions $(p\mu^-) + \text{Ne} \rightarrow p + (\text{Ne}\mu^-)$ and $(d\mu^-) + \text{Ne} \rightarrow d + (\text{Ne}\mu^-)$, differ also considerably from the Landau–Zener predictions. Another phenomenon which has not yet found a satisfactory theoretical explanation is the

¹Physikalisches Institut, Universität Bonn, 53155 Bonn, Germany.

²Laboratory of Theoretical Physics, JINR, 141980 Dubna, Russia.

time distribution of the γ production occurring in such transition processes [3]. In what follows we develop a method for solving these problems, which is based on detailed few-body equations rather than the effective potential treatment employed in alternative investigations.

Coulombic three-body systems with two heavy and one light particle are considered traditionally within the framework of the Born–Oppenheimer approximation. For muon transfer processes, Faddeev-type equations [4], especially the modified version proposed by Hahn [5], appear to be better suited. They are formulated for appropriately chosen wavefunction components which show the correct physical asymptotics. Our method for describing rearrangement processes

$$2 + (1, 3) \rightarrow (2, 3) + 1 \quad (1)$$

with one light particle 3 of charge $Z_3 = -1$ and two heavy particles 1 and 2 of charges $Z_1 = 1$ and $Z_2 = 1, 2, 3, \dots$, is based on a semiclassical approximation to such Faddeev–Hahn (FH) equations [6]. These equations are treated by means of an adequate coupled channel expansion.

In the following section we develop the formalism. The results obtained for the collision of hydrogenlike systems ($h\mu^-$) = ($p\mu^-$) or ($d\mu^-$) with light ions t^+ , ${}^3\text{He}^{++}$, ${}^4\text{He}^{++}$, ${}^6\text{Li}^{+++}$ or ${}^7\text{Li}^{+++}$ are given in Sec.3. Fairly good agreement with quantum mechanical calculations is found for processes involving t^+ and He^{++} . This justifies to apply our semiclassical approach also to processes of higher charge, like Li^{+++} , for which no fully satisfactory quantum mechanical calculations exist. As an additional test of the method, calculations for the charge exchange scattering of protons off electronic hydrogen atoms are also performed.

In the muonic case the units are $e = h = m_\mu = 1$, in the electronic case we use $e = h = m_e = 1$.

2. Formalism

Written as integro-differential equations, the Faddeev equations [4] read

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} - H_0 - V_{jk} \right) |\Psi_l\rangle = V_{jk} (|\Psi_j\rangle + |\Psi_k\rangle). \quad (2)$$

Here H_0 is the kinetic energy operator of the three particles,

$$H_0 = -\frac{1}{2\mu_{jk}} \Delta_{\mathbf{r}_{jk}} + \frac{1}{2M_l} \Delta_{\mathbf{R}_l}, \quad (3)$$

$\mathbf{r}_{jk}$ and $\mathbf{R}_l$ are the Jacob coordinates; μ_{jk} and M_l , the corresponding reduced masses; V_{jk} , the two-body potentials.

As mentioned above we consider particle 3 to be the light one, i.e.,

$$\frac{m_3}{m_1} \ll 1, \quad \frac{m_3}{m_2} \ll 1. \quad (4)$$

Then, the heavy particles 1 and 2 can be considered as moving along classical trajectories $\mathbf{R}_1(t)$ and $\mathbf{R}_2(t)$. For the treatment of this situation we employ, instead of the three Faddeev equations, the two coupled FH equations [6]

$$\begin{aligned} \left(i \frac{\partial}{\partial t} - \frac{p_r^2}{2\mu_1} - V_{13}(\mathbf{x}) - \frac{Z_2 Z_3}{R(t)} \right) \Psi_1(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t) &= \left(V_{13}(\mathbf{x}) - \frac{Z_1 Z_3}{R(t)} \right) \Psi_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t), \\ \left(i \frac{\partial}{\partial t} - \frac{p_r^2}{2\mu_2} - V_{23}(\mathbf{y}) - \frac{Z_1 Z_3}{R(t)} \right) \Psi_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t) &= \left(V_{23}(\mathbf{y}) - \frac{Z_2 Z_3}{R(t)} \right) \Psi_1(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t). \end{aligned} \quad (5)$$

Here, $\mathbf{R}(t)$ is the relative vector between particles 1 and 2, its time dependence being determined according to classical mechanics. The motion of the light particle 3 is treated quantum mechanically, $\mathbf{p}_r = \nabla_r / i$ is the momentum operator corresponding to the relative variable $\mathbf{r}$ between particle 3 and the center of mass of particles 1 and 2. The relative vectors in the (13) and (23) subsystems are denoted by $\mathbf{x}$ and $\mathbf{y}$, respectively, and the corresponding reduced masses are given by

$$\mu_1 = m_1 m_3 / (m_1 + m_3), \quad \mu_2 = m_2 m_3 / (m_2 + m_3). \quad (6)$$

To solve equations (5), we expand the wave function components $\Psi_k(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t)$ into the solutions $\Phi_n^{k3}(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t)$ of the respective subsystem Schrödinger equations

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} - \frac{p_r^2}{2\mu_k} - V_{k3}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_k(t)) \right) \Phi_n^{k3}(\mathbf{r}, \mathbf{R}_k(t), t) = 0. \quad (7)$$

That is, we write

$$\Psi_k(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t) = \left(\sum + \int \right)_n C_n^k(\mathbf{R}(t), t) \Phi_n^{k3}(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t), \quad (8)$$

the summation (integration) running over the whole discrete and continuous spectrum.

For a constant velocity $\dot{\mathbf{R}}_k(t) = \mathbf{v}_k$ one finds

$$\Phi_n^{k3}(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t) = e^{i\mu_k \mathbf{v}_k \cdot \mathbf{r} - i(E_n^{k3} + \mu_k v_k^2 / 2)t} \varphi_n^{k3}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_k(t)), \quad (9)$$

the functions φ_n^{k3} being given by

$$\left(-\frac{1}{2\mu_k} \Delta_{\mathbf{x}} + V_{k3}(\mathbf{x}) \right) \varphi_n^{k3}(\mathbf{x}) = E_n^{k3} \varphi_n^{k3}(\mathbf{x}). \quad (10)$$

Inserting the expansion (8) into (5), we obtain for the coefficients C_n^k a set of coupled equations [6]

$$\begin{aligned}
i \frac{\partial C_n^1(\mathbf{R}(t), t)}{\partial t} &= (\sum + \int)_m \mathcal{W}_{nm}^{12}(\mathbf{R}(t), t) \gamma_{nm}^{12}(t) C_m^2(\mathbf{R}(t), t), \\
i \frac{\partial C_m^2(\mathbf{R}(t), t)}{\partial t} &= (\sum + \int)_n \mathcal{W}_{mn}^{21}(\mathbf{R}(t), t) \gamma_{nm}^{12*}(t) C_n^1(\mathbf{R}(t), t),
\end{aligned} \quad (11)$$

where

$$\gamma_{nm}^{(jk)}(t) = e^{i(E_n^{j3} - E_m^{k3} + \Delta \varepsilon)t}, \quad E_n^{j3} = -\mu_j Z_j^2 / 2n^2, \quad j \neq k = 1, 2. \quad (12)$$

The matrix elements $\mathcal{W}_{nm}^{jk}(\mathbf{R}(t), t)$ are obtained by sandwiching the potentials in Eq.(5) between the channel functions (9),

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_{nm}^{jk}(\mathbf{R}(t), t) &= \langle e^{i\mu_j \mathbf{v}_j \cdot \mathbf{r} - i\mu_j v_j^2 t / 2} \varphi_n^{j3}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j(t)) \left| V_{j3}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j(t)) - \right. \\
&\quad \left. - \frac{Z_j Z_3}{R(t)} \right| e^{i\mu_k \mathbf{v}_k \cdot \mathbf{r} - i\mu_k v_k^2 t / 2} \varphi_m^{k3}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_k(t)) \rangle.
\end{aligned} \quad (13)$$

Equations (5) are to be solved under the initial condition

$$\Psi_1(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t) \underset{t \rightarrow -\infty}{\sim} \Phi_{1s}^{13}(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t), \quad \Psi_2(\mathbf{r}, \mathbf{R}(t), t) \underset{t \rightarrow -\infty}{\sim} 0, \quad (14)$$

which implies for the coefficients $C_n^j(\mathbf{R}(t), t)$

$$C_n^1(\mathbf{R}(t), t) \underset{t \rightarrow -\infty}{\sim} \delta_{n1}, \quad C_n^2(\mathbf{R}(t), t) \underset{t \rightarrow -\infty}{\sim} 0. \quad (15)$$

For low-energies, say below 20 eV, the relative nuclear velocities are practically zero in the respective muon-atomic unities. The exponential factor in Eq.(9), hence, can be replaced by unity and the matrix elements (13) simplify to

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_{nm}^{jk}(\mathbf{R}(t)) &= \\
&= \int d^3r \varphi_n^{j3*}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j(t)) \left(V_{j3}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j(t)) - \frac{Z_j Z_3}{R(t)} \right) \varphi_m^{k3}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_k(t)).
\end{aligned} \quad (16)$$

In order to obtain the capture probabilities $|C_n^2(t \sim \infty)|^2$ we, thus, have to solve the system of coupled ordinary differential equations (11), its ingredients and initial conditions being given by (12), (15) and (16).

The trajectories of the heavy particles will be chosen as straight lines, $\mathbf{R}(t) = \mathbf{p} + \mathbf{v}t$ for $t \leq 0$ and $\mathbf{R}(t) = \mathbf{p} + \mathbf{v}'t$ for $t > 0$, with $\mathbf{v}$ being the impact parameter, $\mathbf{v}$ and $\mathbf{v}'$ the velocities before and after the collision, respectively. Taking them as asymptotes to the actual motion, the angle between their directions, i.e., between $\mathbf{v}$ and $\mathbf{v}'$, is the deflection angle ϑ . Moreover,

$$v = \sqrt{2E/M_1}. \quad (17)$$

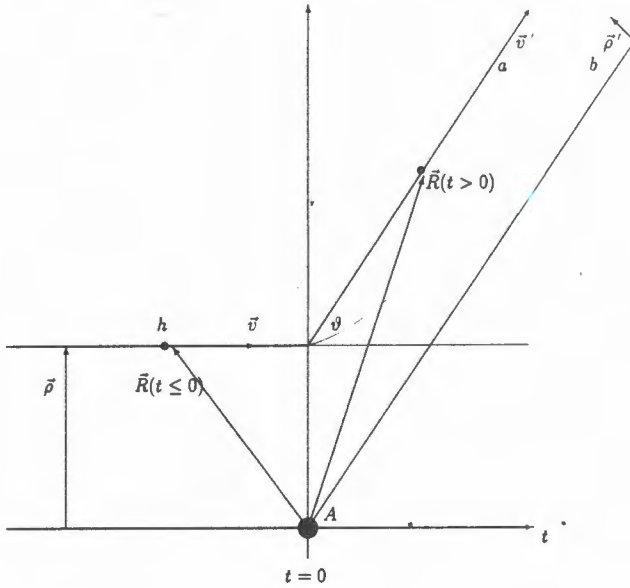


Fig.1. The relative positions of the heavy particles h and A before and after collision: the straight line a is an approximate trajectory, b is the real one

$$v' = \sqrt{2(E + \Delta E)/M_2}, \quad (18)$$

where E is the CM collision energy,

$$\Delta E = E_n^{13} - E_m^{23} \quad (19)$$

and

$$M_1 = \frac{(m_3 + m_1) m_2}{m_1 + m_2 + m_3}, \quad M_2 = \frac{(m_3 + m_2) m_1}{m_1 + m_2 + m_3}. \quad (20)$$

To choose the trajectory before the collision as a straight line is justified because of the neutrality and the small size of the incident hydrogenlike atom ($h\mu^-$). To choose a straight trajectory also after the charge exchange process is, of course, an approximation to the real hyperbolic curve (Fig.1).

From the definition of $R(t)$ we infer

$$R(t) = \sqrt{\rho^2 + v^2 t^2}, \quad \text{for } t \leq 0 \quad (21)$$

and

$$R(t) = \sqrt{\rho^2 + v'^2 t^2 - 2\rho v' t \sin \vartheta}. \quad (22)$$

The angle ϑ is determined according to classical mechanics (Fig.1),

$$\vartheta = \pi/2 - \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{\rho'/r^2 dr}{\sqrt{1 - \rho'^2/r^2 - U(r)/T_{\text{kin}}}}, \quad (23)$$

with the final-state impact parameter ρ' being given, due to angular momentum conservation, by

$$\rho' = \frac{M_1 v}{M_2 v'} \rho. \quad (24)$$

$U(r)$ is the screened Coulomb potential between $h = p^+$ or d^+ and $(A\mu^-)$,

$$U(r) = (Z_2 - 1)/r + (1/r + Z_2 \mu_2) e^{-2Z_2 \mu_2 r}. \quad (25)$$

The lower bound $r_{\min}$ of the integral is obtained as a root of

$$1 - \frac{\rho'^2}{r_{\min}^2} - \frac{U(r_{\min})}{T_{\text{kin}}} = 0, \quad (26)$$

where

$$T_{\text{kin}} = \frac{M_2 v'^2}{2} \quad (27)$$

represents the kinetic energy of the outgoing fragments in the center-of-mass system. Note that the angle in (23) is half the one given in [7] since the Coulomb-like potential (25) acts only during the time after the collision.

When solving the resulting coupled set of equations for the expansion coefficients, it is seen that its solutions $C_n^k(\mathbf{R}(t), t)$ tend towards an asymptotic value $C_n^z(\rho)$ which depends, of course, on the impact parameter ρ . The cross section of process (1) is given by

$$\sigma_{tr}^n = 2\pi \int_0^{\infty} |C_n^z(\rho)|^2 \rho d\rho. \quad (28)$$

3. Results

In this section we present cross sections σ_{tr} and muon transfer rates λ_{tr} calculated within the above formalism for processes of the type



where $h = p^+$ or d^+ and $A = t^+, {}^3\text{He}^{++}, {}^4\text{He}^{++}, {}^6\text{Li}^{+++}$ or ${}^7\text{Li}^{+++}$. We restrict ourselves to a two-level approximation by choosing in the relevant close-coupling expansion only the hydrogenlike ground states $(h\mu^-)_{1s}$ and $(A\mu^-)_{1s}$. The transfer rate is defined by

$$\lambda_{tr} = \sigma_{tr} v N_0, \quad (30)$$

with v being the relative velocity of the incident fragments and N_0 the liquid-hydrogen density chosen here as $4.25 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$.

In Table 1 we compare our cross sections $\sigma_{tr}/10^{-20} \text{ cm}^2$ for the case $h = d^+$ and $A = t^+$ at various collision energies E with those of Ref.8. For the muon transfer rate of this process at $E = 0.04 \text{ eV}$ we find $\lambda_{tr} = 3.70 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}$. Measurements of this value range from $\lambda_{tr}^{\text{exp}} = 2.8 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}$ [9] to $\lambda_{tr}^{\text{exp}} = 3.5 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}$ [10].

The rates $\lambda_{tr}/10^6 \text{ sec}^{-1}$ for $h = p^+$ or d^+ and $A = {}^3\text{He}^{++}, {}^4\text{He}^{++}, {}^6\text{Li}^{+++}$ or ${}^7\text{Li}^{+++}$ at $E = 0.04 \text{ eV}$ are presented in Table 2 together with the ${}^3\text{He}^{++}$ and ${}^4\text{He}^{++}$ results of [11]. Experimentally p^+ the rates are about twice as big as the d^+ rates. Our results are consistent with this observation, while the corresponding ratio in [11] is definitely too high.

Table 1. Cross sections $\sigma_{tr}/10^{-20} \text{ cm}^2$ for $t + (d\mu) \rightarrow (t\mu) + d$

$E \text{ (eV)}$	Our results	[8]	$E \text{ (eV)}$	Our results	[8]
5.0	3.40	2.87	1.0	3.05	1.43
3.0	3.17	2.12	0.1	3.16	2.00
2.0	3.12	1.76	0.04	3.50	2.94

Table 2. Muon transfer rates $\lambda_{tr}/10^6 \text{ sec}^{-1}$ at low energy $E = 0.04 \text{ eV}$

	${}^3\text{He}^{++}$	[11]	${}^4\text{He}^{++}$	[11]	${}^6\text{Li}^{+++}$	${}^7\text{Li}^{+++}$
p^+	7.25	6.3	6.65	5.5	1.72	1.67
d^+	4.77	1.3	4.17	1.0	1.01	0.96

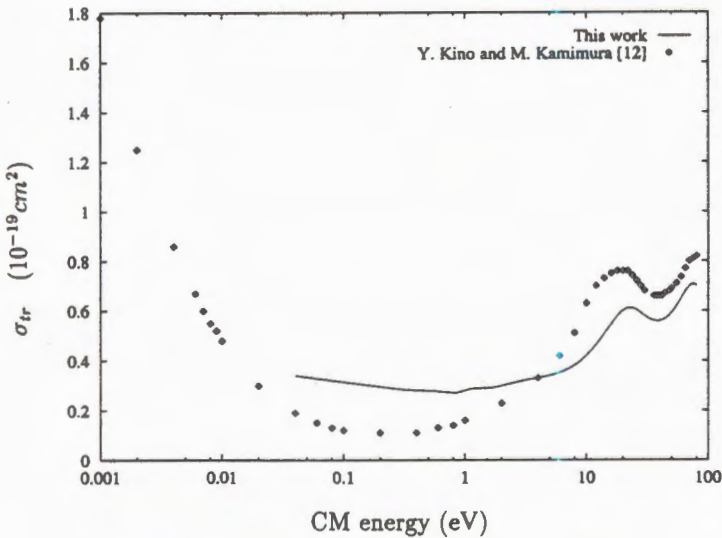


Fig.2. Cross section of the reaction $d\mu + t \rightarrow t\mu + d$

Table 3. Cross sections $\sigma_{ex}/10^{-15} \text{ cm}^2$ for charge exchange scattering of protons by hydrogen atoms

$E \text{ (eV)}$	Our results	[13]	$E \text{ (eV)}$	Our results	[13]
10.0	3.73		1.0	4.95	4.54
5.0	4.10	3.72	0.22	5.60	5.18

Figure 2 shows our $d\mu + t \rightarrow t\mu + d$ cross sections compared with variational calculations [12] which are generally considered to be most accurate. It is seen that the shapes of the curves agree fairly well over a wide energy range.

All these comparisons demonstrate the efficiency of our semiclassical treatment for atoms of charge $Z = 1$ or 2. Its application to processes involving higher charges, therefore, is expected to be also justified. Our ${}^6\text{Li}$ or ${}^7\text{Li}$ calculations represent first examples for such an extension.

As a further test of our method, we have also calculated the low-energy charge exchange scattering of protons by hydrogen atoms

$$p_1 + (p_2, e) \rightarrow (p_1, e) + p_2. \quad (31)$$

In Table 3 our results are compared with calculations based on the Born–Oppenheimer approximation [13]. The agreement is again quite satisfactory.

Calculations involving nuclei of higher charge, and a full quantum mechanical treatment are in progress.

Acknowledgments

R.A.S. would like to express his gratitude for an Alexander–von-Humboldt fellowship. Two of us (W.S. and V.B.B.) are indebted to the NATO Science Division for support by Collaborative Research Grant No.930102.

References

1. Schellenberg L. — Muon Catalyzed Fusion, 1990/1991, v.5, p.73.
2. Schellenberg L. — Hyperfine Interactions, 1993, v.82, p.513.
3. Mulhauser F., Schneuwly H. — J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 1993, v.26, p.4307.
4. Faddeev L.D. — Sov. Phys. — JETP, 1961, v.12, p.1014.
5. Hahn Y. — Phys. Rev., 1968, v.169, p.794.
6. Sultanov R.A., Zubarev A.L., Matveev V.I. — Phys. Rev. A, 1990, v.42, p.5414.
7. Landau L.D., Lifshitz E.M. — Course of Theoretical Physics, Mechanics. Pergamon Press, 1960.
8. Adamczak A. et al. — Phys. Letters B, 1992, v.285, p.319.
9. Jones S.E. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.1757.
10. Breunlich W.H. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.329.
11. Matveenko A.V., Ponomarev L.I. — Sov. Phys. — JETP, 1973, v.36, p.24.
12. Kino Y., Kamimura M. — Hyperfine Interactions, 1993, v.82, p.45.
13. Matveenko A.V., Ponomarev L.I. — Sov. Phys. — JETP, 1970, v.30, p.1131.

Received on November 5, 1997.