

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

3[60]-93

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

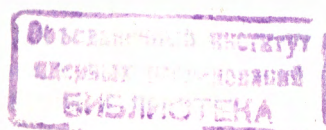
ДУБНА

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

3[60]-93

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection



Дубна 1993

ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

Н.А.Черников Релятивистская теория тяготения с двумя аффинными связностями N.A.Chernikov Relativistic Theory of Gravity with Two Affine Connections	5
А.Л.Куземский Конкуренция взаимодействий в Кондо-системах и аномальный магнетизм тяжелых фермионов A.L.Kuzemsky Competition of Interactions in the Kondo-Systems and Anomalous Magnetism of Heavy Fermions	13
А.А.Тяпкин Об индуцированном излучении, вызванном заряженной релятивистской частицей в газе ниже черенковского порога А.А.Тяпкин On the Induced Radiation Caused by a Charged Relativistic Particle Below Cherenkov Threshold in a Gas	26
А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, М.Всеселски, А.В.Еремин, Г.М.Тер-Акопьян, Ш.Шаро Величины барьеров деления для ультранейтронодефицитных нуклидов ^{188}Pb и ^{196}Po A.N.Andreyev, D.D.Bogdanov, M.Veselsky, A.V.Yeremin, G.M.Ter-Akopian, S.Saro Fission Barrier Heights for Ultra Neutron-Deficient Nuclides ^{188}Pb and ^{196}Po	32
S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.K.Bondarev, Yu.T.Borzunov, O.V.Egorov, L.B.Golovanov, V.I.Ilyushchenko, A.Yu.Isupov, A.N.Khrenov, A.D.Kirillov, V.I.Kolesnikov, V.A.Kuznetsov, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, P.K.Maniakov, G.L.Melkumov, I.I.Migulina, A.S.Nikiforov, S.G.Reznikov, P.A.Rukoyatkin, A.Yu.Semenov, V.A.Smirnov, A.L.Svetov, A.P.Tsvinev, P.I.Zarubin, M.Pentia, B.Słowinski, I.Atanasov, I.Ts.Ivanov, V.N.Penev	

**Experimental Study of Multiplicity Dependence
of Cumulative Pion Production in Fragmentation
of Relativistic Deuterons and Carbon Nuclei**

С.В.Афанасьев, Ю.С.Анисимов, В.К.Бондарев,
Ю.Т.Борзунов, О.В.Егоров, Л.Б.Голованов, В.И.Илющенко,
А.Ю.Исупов, А.Н.Хренов, А.Д.Кириллов, В.И.Колесников,
В.А.Кузнецов, А.Г.Литвиненко, А.И.Малахов, П.К.Маньяков,
Г.Л.Мелкумов, И.И.Мигулина, А.С.Никифоров, С.Г.Резников,
П.А.Рукояткин, А.Ю.Семенов, В.А.Смирнов, А.Л.Светов,
А.П.Цвинев, П.И.Зарубин, М.Пенция, Б.Словински,
И.Атанасов, И.Ц.Иванов, В.Н.Пенев

**Экспериментальное исследование зависимости
образования кумулятивных пионов**

от множественности при фрагментации

релятивистских дейтронов и ядер углерода 40

А.М.Baldin, A.I.Malakhov

**Experiments on Relativistic Nuclear Physics in Beams
of Dubna Synchrophasotron and Nuclotron**

А.М.Балдин, А.И.Малахов

Эксперименты по релятивистской ядерной физике

в пучках дубненского Синхрофазотрона и Нуклотрона 52

Yu.S.Anisimov, V.A.Kuznetsov, A.I.Malakhov, P.K.Maniakov,
A.S.Nikiforov, S.G.Reznikov, V.A.Smirnov, I.Atanasyov,
L.Dimitrov, I.Ivanov, I.Monov, V.N.Penev

**Development of Data Acquisition System
for SPHERE Spectrometer**

Ю.С.Анисимов, В.А.Кузнецов, А.И.Малахов, П.К.Маньяков,
А.С.Никифоров, С.Г.Резников, В.А.Смирнов, И.Атанасов,
Л.Димитров, И.Иванов, И.Монов, В.Н.Пенев

Развитие системы сбора данных спектрометра СФЕРА 68

O.P.Gavrishchuk

**Extension of Photomultiplier Quantum Sensitivity
by Waveshifting Covering**

О.П.Гавришук

**Расширение квантовой чувствительности фотоумножителей
с помощью светосмещающих покрытий 74**

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ ТЯГОТЕНИЯ С ДВУМЯ АФФИННЫМИ СВЯЗНОСТЯМИ

Н.А.Черников

За счет введения в теорию тяготения фоновой связности устранена нежелательная зависимость плотности энергии гравитационного поля от выбора координатной карты. Дано определение релятивистской теории. Является ли теория релятивистской или не является, зависит от вида полевого объекта, а не фонового. На основе полевой и фоновой связностей развивается релятивистская теория тяготения. В случае, когда фоновая связность примитивна, развиваемая теория в существенной своей части совпадает с эйнштейновской теорией, в противном случае она выходит за рамки последней.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Relativistic Theory of Gravity with Two Affine Connections

N.A.Chernikov

By introducing a background connection in the theory of gravity the author removes undesirable dependence of the energy density of the gravitational field on the choice of a coordinate map. The definition of the relativistic theory is given. Whether a theory is relativistic or not depends on the type of the field rather than background object. The relativistic theory of gravity is developed on the basis of the field and background connections. When the background connection is primitive, the developed theory essentially coincides with Einstein one otherwise it goes beyond the latter.

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

Сообщение Лемюэля Гулливера о грядущей судьбе теории тяготения я уже опубликовал (см. [1]). Что касается теории относительности, то вот что знал о ней Джубал Хэршо, другой герой из мира фантастики: «Хэршо припомнил, какой трагедией для многих ученых оказалась теория относительности. Не в состоянии переварить ее, они нашли выход в травле Эйнштейна. Но в итоге они оказались в тупике...» [2, с. 150].

Не считаю полезным делом выступать ни против теории относительности, ни против теории тяготения Эйнштейна. Более того, принимая теорию Эйнштейна за основу, стараюсь дополнить ее и, в меру сил своих, развить.

1. Основные положения теории

Эйнштейновская теория тяготения состоит из двух частей. Ее первая часть характеризуется метрическим тензором g_{ab} и тензором массы M_{ab} , которые связываются тензорным уравнением

$$R_{ab} - \frac{1}{2} R g_{ab} = 8\pi \gamma M_{ab}. \quad (1)$$

Размерность многообразия, на котором рассматриваем тензоры и аффинные связности, полагаем равной четырем. Их компоненты в каждой координатной карте x^1, x^2, x^3, x^4 многообразия относим к базису $d^a = dx^a$ и кобазису $\partial_a = \partial/\partial x^a$.

Первая часть теории Эйнштейна, имея ярко выраженный тензорный характер, не вызывает возражений. Назовем ее гильбертовской частью эйнштейновской теории, так как она полностью совпадает с теорией Гильберта.

Вторая же часть эйнштейновской теории тяготения имеет псевдотензорный характер, за что ее порицают, хотя благодаря как раз такому ее характеру во второй части решается проблема энергии гравитационного поля. Главный критический аргумент: плотность энергии в эйнштейновской теории зависит от выбора координатной карты. Действительно, плотность энергии, определяемая псевдотензором Эйнштейна, в любой наперед заданной точке при подходящем выборе координат вместе с аффинной связностью

$$\Gamma_{mn}^a = \frac{1}{2} g^{as} (\partial_m g_{sn} + \partial_n g_{sm} - \partial_s g_{mn}) \quad (2)$$

обращается в нуль, так как и сам псевдотензор Эйнштейна [3, с.205; 4, с.103], будучи квадратичной формой относительно этой связности, вместе с (2) обращается в нуль.

Между тем в работах [5] показано, что понятие псевдотензора Эйнштейна можно примирить с тензорным анализом, если наряду с (2) ввести еще одну аффинную связность без кручения. Назовем ее фоновой и обозначим $\check{\Gamma}_{mn}^a$. Что до связности (2), мы будем называть ее полевой.

Фоновая связность определяется уравнениями свободного движения материальной точки (в отсутствие гравитационного поля), а полевая — уравнениями свободного падения материальной точки (в гравитационном поле). Тензоры кривизны R_{mnb}^a и $\check{R}_{mnb}^a$, задаваемые связностями

Γ_{mn}^a и $\check{\Gamma}_{mn}^a$, соответственно равны

$$R_{mnb}^a = \partial_m \Gamma_{nb}^a - \partial_n \Gamma_{mb}^a + \Gamma_{ms}^a \Gamma_{nb}^s - \Gamma_{ns}^a \Gamma_{mb}^s,$$

$$\check{R}_{mnb}^a = \partial_m \check{\Gamma}_{nb}^a - \partial_n \check{\Gamma}_{mb}^a + \check{\Gamma}_{ms}^a \check{\Gamma}_{nb}^s - \check{\Gamma}_{ns}^a \check{\Gamma}_{mb}^s. \quad (3)$$

Свернутые тензоры кривизны R_{ab} и $\check{R}_{ab}$ определим как

$$R_{ab} = R_{sab}^s, \quad \check{R}_{ab} = \check{R}_{sab}^s. \quad (4)$$

Заменяв эйнштейновский псевдоскалярный лагранжиан

$$g^{mn}(\Gamma_{mb}^a \Gamma_{an}^b - \Gamma_{ab}^a \Gamma_{mn}^b) \quad (5)$$

гравитационного поля на скалярный лагранжиан

$$\mathcal{L} = g^{mn}(P_{mb}^a P_{an}^b - P_{ab}^a P_{mn}^b), \quad (6)$$

где

$$P_{mn}^a = \check{\Gamma}_{mn}^a - \Gamma_{mn}^a, \quad (7)$$

и сохранив без каких-либо изменений лагранжиан «материи», получаем следующий рецепт перехода от эйнштейновской к новой теории тяготения. В гравитационном уравнении (1) тензор R_{ab} надо заменить на разность

$$S_{ab} = R_{ab} - \frac{1}{2}(\check{R}_{ab} + \check{R}_{ba}). \quad (8)$$

В результате получится новое гравитационное уравнение

$$S_{ab} - \frac{1}{2} S_{mn} g^{mn} g_{ab} = 8\pi \gamma M_{ab}. \quad (9)$$

В эйнштейновских псевдотензорах, как и (5), полиномиально зависящих от связности Кристоффеля (2), последнюю надо заменить на разность (7). В результате вместо псевдо- получаются истинные тензоры. В частности, вместо эйнштейновского псевдоскаляра (5) получается скаляр (6). Новая теория гравитации не вступает в противоречие с тензорным анализом, так как разность двух любых аффинных связностей является тензором. В теории аффинных связностей тензор (7) называется тензором аффинной деформации [6]. Условия гармоничности, на которых настаивал В.А.Фок [7, с.239], в новой теории выглядят следующим образом:

$$\Phi^a = 0, \quad (10)$$

где

$$\Phi^a = g^{mn} P_{mn}^a. \quad (11)$$

Поэтому вектор Φ^a будем называть вектором ангармоничности.

Тензор, получающийся по этому рецепту из вышеупомянутого псевдотензора Эйнштейна, равен

$$V_b^a = \Phi_b^{mn} (P_{mn}^a - P_m \delta_n^a) - \mathfrak{L} \delta_b^a, \quad (12)$$

где

$$P_m = P_{ma}^a, \quad (13)$$

δ_b^a — единичный аффино́р, называемый символом Кронекера, Φ_a^{mn} — тензор ангармоничности, равный

$$\Phi_a^{mn} = g^{ms} P_{sa}^n + g^{ns} P_{sa}^m - g^{mn} P_a. \quad (14)$$

Тензор энергии гравитационного поля выражается через тензор (12) следующим образом:

$$E_b^a = -\frac{c^2}{16\pi\gamma} V_b^a. \quad (15)$$

Располагая двумя связностями, для каждого тензора T составляем две ковариантные производные ∇T и $\check{\nabla} T$. Тензор (7) можно представить в виде

$$P_{mn}^a = -\frac{1}{2} g^{as} (\check{\nabla}_m g_{sn} + \check{\nabla}_n g_{sm} - \check{\nabla}_s g_{mn}), \quad (16)$$

а тензор (14) — в виде

$$\Phi_a^{mn} = (\check{\nabla}_a - P_a) g^{mn}. \quad (17)$$

Вектор (11) можно представить в виде

$$\Phi^a = \Phi_n^{an} = (\check{\nabla}_n - P_n) g^{na}. \quad (18)$$

Интересно равенство

$$\begin{aligned} & \nabla_a g^{an} (\check{R}_{nb} + \check{R}_{bn}) - \nabla_b g^{mn} \check{R}_{mn} = \\ & = (\check{\nabla}_a - P_a) [g^{an} (\check{R}_{nb} + \check{R}_{bn})] - g^{mn} \check{\nabla}_b \check{R}_{mn}. \end{aligned} \quad (19)$$

С его помощью из гравитационного уравнения (9) нетрудно получить следствие

$$(\check{R}_{nb} + \check{R}_{bn}) \Phi^n = 0, \quad (20)$$

коль скоро тензор массы M_{ab} не зависит от фоновой связности, а сама фоновая связность удовлетворяет условию

$$\check{\nabla}_a(\check{R}_{nb} + \check{R}_{bn}) = 0. \quad (21)$$

2. Эйнштейновская теория как частный случай

Изложенная теория содержит эйнштейновскую как частный случай. Действительно, если

$$(\check{R}_{ab} + \check{R}_{ba}) = 0, \quad (22)$$

то уравнение (9) совпадает с уравнением (1), а при более сильном условии

$$\check{R}^a_{mn} = 0 \quad (23)$$

найдется такая координатная карта, где всюду

$$\check{\Gamma}^a_{mn} = 0. \quad (24)$$

В такой карте тензор (12) совпадает с эйнштейновским псевдотензором.

Так вот, свободное движение материальной точки в пространстве Евклида задает фоновую связность, при которой выполняется условие (23). Следовательно, при такой связности выполняется и условие (22).

Причиной потери фоновой связности в эйнштейновской теории явилась недооценка физиками понятия аффинной связности в период становления общей теории относительности. В своем энциклопедическом обзоре [4] молодой тогда Паули следующим образом выразил бытовавшее отношение к этому понятию: «Ради полноты приведем еще следующую общую формулу, которая, однако, в физике не играет никакой роли. Из тензора a при дифференцировании получается тензор высшего ранга ∇a . Эта операция, найденная еще Кристоффелем, названа Риччи и Леви-Чивита *ковариантным дифференцированием*» (выделено самим Паули) [4, с.88]. Кстати, отметив, что эйнштейновские псевдотензоры ведут себя как тензоры по отношению к аффинным преобразованиям, Паули назвал их аффинными тензорами [4, с.89]. Выделение же группы аффинных преобразований задает примитивную связность, т.е. аффинную связность без кривизны и кручения, а это и есть та самая фоновая связность, которую потерял Эйнштейн.

Подчеркнем, что примитивная связность определяет аффинную геометрию и никакой метрики в определяемом ею аффинном пространстве не задает. Напротив, можно указать целый класс неодинаковых мет-

рик, задающих одну и ту же примитивную аффинную связность. Действительно, пусть в некоторой карте y все компоненты фоновой связности равняются нулю. Тогда в произвольно взятой карте x ее компоненты равны

$$\tilde{\Gamma}_{mn}^a = \frac{\partial x^a}{\partial y^s} \frac{\partial^2 y^s}{\partial x^m \partial x^n}. \quad (25)$$

Нетрудно убедиться в том, что тензор кручения и тензор кривизны этой связности равняются нулю, так что эта связность примитивна. Как видно, в формуле (25) метрика отсутствует. Однако компоненты (25) можно представить в виде скобок Кристоффеля для метрики

$$C_{mn} \frac{\partial y^m}{\partial x^a} \frac{\partial y^n}{\partial x^b} dx^a dx^b = C_{mn} dy^m dy^n, \quad (26)$$

где компоненты C_{mn} не зависят от координат y , а определитель $|C_{mn}|$ не равен нулю. В остальном компоненты C_{mn} произвольны. Например, две до очевидности разные (в действительной области) метрики

$$\sum_{m=1}^4 \frac{\partial y^m}{\partial x^a} \frac{\partial y^m}{\partial x^b} dx^a dx^b = \sum_{m=1}^4 dy^m dy^m \quad (27)$$

и

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^3 \frac{\partial y^m}{\partial x^a} \frac{\partial y^m}{\partial x^b} dx^a dx^b - \frac{\partial y^4}{\partial x^a} \frac{\partial y^4}{\partial x^b} dx^a dx^b = \\ = \sum_{m=1}^3 dy^m dy^m - dy^4 dy^4 \end{aligned} \quad (28)$$

задают одну и ту же связность с компонентами (25). Но связность с компонентами (25), повторяем, не определяет метрики. Она инвариантна относительно аффинных подстановок

$$y^s = A_r^s y^r + B^s \quad (29)$$

и задает аффинную (а не метрическую) геометрию. Таким образом, термин «биметрический формализм», широко распространившийся после известной работы [8], страдает скрытым изъяном: для теории тяготения важно наличие фоновой связности, а не фоновой метрики. Что до работы [8], то и в ней в существенно важных формулах фигурирует не сама фоновая метрика вида (26), а лишь производные от нее скобки

Кристоффеля вида (25), представляющие примитивную фоновую связность. Таким образом, вопреки утверждению, фактически сделанному в работе [8], Эйнштейн потерял не фоновую метрику, а нечто меньшее — всего лишь фоновую связность.

Как же тогда понимать слова «релятивистская теория»? Так вот, понятие о релятивистской теории составляется вовсе не на основе фонового объекта, а на основе полевого. Да и то сказать, если бы это понятие составлялось на основе фонового объекта, то сам Эйнштейн, потеряв фоновый объект, не смог бы решить, является ли его теория тяготения релятивистской или не является. Между тем можно дать следующее определение: та или иная теория называется релятивистской, если предполагается существование в ней полевой метрики и если можно подобрать такие линейные формы $f^a = f_m^a dx^m$, что полевая метрика приведется к виду

$$g_{ab} dx^a dx^b = f^1 f^1 + f^2 f^2 + f^3 f^3 - c^2 f^4 f^4, \quad (30)$$

где c — константа, равная скорости света. Это значит, что в каждой точке пространства — времени касательное пространство скоростей является пространством Лобачевского с характерной для него константой, равной c . В случае же евклидова пространства скоростей теория называется нерелятивистской. О понятии касательного пространства скоростей см. работу [9].

В заключение заметим, что если условие (22) не выполняется, то изложенная здесь в разделе 1 теория выступает в бесспорно новом виде.

Литература

1. Черников Н.А. — Препринт ОИЯИ Р2-85-157, Дубна, 1985; В сб.: Проблемы теории гравитации и элементарных частиц. Вып.17. М.: Энергоатомиздат, 1986, с.24.
2. Хайнлайн Э. — Чужак в чужой стране. Перевод с англ. Н.Коптюг. М.: Изд-во ДО «Глаголь», 1992. (Robert Heinlein. Stranger in a Strange Land, 1961).
3. Эйнштейн А., Громмер Я. (1927). — В кн.: А.Эйнштейн. Собрание научных трудов. М.: Наука, 1966, т.2, с.198.
4. Паули В. (1921). — Теория относительности. М.: Наука, 1991.
5. Черников Н.А. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, вып.5, с.1000. Препринты ОИЯИ Р2-88-27, Р2-88-778, Дубна, 1988. Сообщения ОИЯИ Р2-87-683, Дубна, 1987, Р2-89-182, Р2-89-224, Дубна, 1989. Труды I семинара «Гравитационная энергия и гравитационные волны», ОИЯИ, Р2-89-138, Дубна, 1989.

6. Норден А.П. — Пространства аффинной связности. М.: Наука, 1976.
7. Фок В.А. — Теория пространства, времени и тяготения. М.: Гостехтеоретиздат, 1955.
8. Rosen N. — Phys. Rev., 1940, 57, p.147.
9. Черников Н.А. — Геометрия Лобачевского как физическая наука. В сб.: 150 лет геометрии Лобачевского. М.: ВИНТИ, 1977, с.146.

Рукопись поступила 16 апреля 1993 года.

КОНКУРЕНЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КОНДО-СИСТЕМАХ И АНОМАЛЬНЫЙ МАГНЕТИЗМ ТЯЖЕЛЫХ ФЕРМИОНОВ

А.Л.Куземский

Обсуждается возможность наблюдения с помощью неупругого рассеяния медленных нейтронов фазы «зонного магнетизма тяжелых фермионов» в редкоземельных соединениях церия типа $\text{Ce}(\text{Ru}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{B}_2$ и $\text{Ce}(\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{Ge}_2$. При достаточно общих предположениях показано, что периодическая модель Андерсона обладает магнитной неустойчивостью, которая может быть, в принципе, наблюдаема как гидродинамический полюс обобщенной спиновой восприимчивости.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Competition of Interactions in the Kondo-Systems and Anomalous Magnetism of Heavy Fermions

A.L.Kuzemsky

The possibility of observation of the Heavy Fermion Band Magnet state in rare-earth alloys $\text{Ce}(\text{Ru}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{B}_2$ and $\text{Ce}(\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{Ge}_2$ using inelastic neutron scattering has been discussed. Using the rotational invariance of the Periodic Anderson Model and sum rule for the generalised dynamical spin susceptibility the magnetic instability of the Anderson Lattice has been shown. The hydrodynamical pole of the spin susceptibility and neutron cross section have been calculated.

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

1. В последнее время большой интерес вызывает проблема магнитного поведения редкоземельных соединений и сплавов, в которых имеется состояние с тяжелыми фермионами, т.е. с аномально высоким значением постоянной Зоммерфельда γ в линейном законе электронной теплоемкости $C = \gamma T$, где T — температура. Большое число новых экспериментальных данных, полученных недавно, заставляет сделать вывод о том, что проблема магнитных взаимодействий и их влияния на возможные новые основные состояния в системах с тяжелыми фермионами (СТФ) представляется столь же важной, как и изучение их не-

стандартной сверхпроводимости [1]. Более того, выясняется, что данная проблема весьма тесно связана с пониманием возможного механизма высокотемпературной сверхпроводимости [2]. Во всех этих явлениях (магнетизм, СТФ, ВТСП) определяющую роль играют корреляционные электронные эффекты и их весьма деликатный баланс и конкуренция. Как указывается в [1], в ряде СТФ наблюдаются существенные отклонения от описания в рамках теории ферми-жидкости и необычное магнитное поведение, характеризующееся, как правило, очень сильно развитыми спиновыми флуктуациями и аномальным уменьшением среднего магнитного момента до величин порядка $10^{-1} - 10^{-2} \mu_B$.

Делается вывод, что физическая картина определяется весьма тонким многочастичным корреляционным эффектом, в результате чего происходит такая перенормировка электронного квазичастичного спектра, которая и ведет к указанным аномальным свойствам.

2. Сложность ситуации определяется также тем обстоятельством, что пока нет вполне однозначного микроскопического описания СТФ. По мнению экспериментатора [3], образование ферми-жидкости тяжелых электронов при низких температурах есть следствие эффекта Кондо, т.е. эффекта экранирования локализованного магнитного момента электронами проводимости. Для соединений с периодическим расположением РЗ-ионов (для определенности — ионов Се) кондовское экранирование должно происходить в каждом узле решетки, что дает основание говорить о решетках Кондо. Имеются теории, подтверждающие этот взгляд [4]: СТФ есть следствие образования очень узкого резонансного пика вблизи уровня Ферми. Теория среднего поля [5] ясно показывает, что решетка Кондо качественно отличается от ансамбля независимых примесей, расположенных в узлах периодической решетки. Коррелированное состояние всех электронов проводимости со всеми магнитными узлами возникает когерентным образом как следствие эффективной гибридизации двух подсистем. Таким образом, для возникновения СТФ периодическая решетка столь же важна, как и одноузельный эффект Кондо [6]. При этом термодинамические характеристики в значительной мере определяются одноузельным поведением, в то время как динамические характеристики более чувствительны к эффектам периодической структуры. С другой стороны, в весьма интересной недавней экспериментальной работе [7] были проанализированы все данные для СТФ церия, полученные с помощью резонансной фотоэмиссии. Было обнаружено, что наблюдаемые фотоэмиссионные спектры могут быть не связаны с резонансом Кондо. Температурное поведение наблюдаемых спектров допускает альтернативное объяснение за счет вклада фононов.

3. Самая существенная проблема, однако, состоит в том, что эффект Кондо есть принципиально однопримесный эффект. Точный результат [8] показывает, что основное состояние гамильтониана Кондо для спина примеси $1/2$ есть синглет. Взаимодействие между примесями ведет к подавлению эффекта Кондо, подобно влиянию магнитного поля и температуры. Уже для двухпримесной модели Кондо возникают большие трудности (см. [9] и цитируемые там работы), в частности, кондовский логарифм не возникает. Если исходить из точки зрения, что в каждом узле периодической решетки сохраняется локализованный момент, тогда можно специально приготовить [10] соединения на основе церия: CeM_2Sn_2 ($M = \text{Ni, Ir, Cu, Rh, Pd, Pt}$), в которых характерная температура Кондо T_K того же порядка или меньше, чем температура косвенного обменного взаимодействия РККИ: $T_K < T_{\text{РККИ}}$. В результате конкуренции кондовского одноузельного экранирования (характерная шкала энергий $T_k - \exp[-1/g]$) и косвенного обмена (характерная шкала $T_{\text{РККИ}} - g^2$, где $g = N(E_F)J$ — произведение плотности состояний на уровне Ферми и кондовского обменного интеграла) возникает область фазовой диаграммы с антиферромагнитным упорядочением локализованных спинов. В соединениях с таллием картина еще сложнее [11], характерных энергетических шкал оказывается больше чем две. Важно подчеркнуть, что самым существенным доводом в пользу указанной качественной картины конкуренции взаимодействий, при которой сохраняется локализованный спин в узлах решетки, являлась соизмеримость магнитной структуры, наблюдаемая в эксперименте. В последнее время, однако, было изучено соединение с несоизмеримой магнитной структурой.

4. Сначала обсудим работу [12], где исследовался сплав $\text{Ce}(\text{Ru}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{B}_2$ в области концентраций $0 < x < 1$. Сверхпроводимость существует в интервале $0 < x < 0,38$, а магнетизм — в интервале $0,84 < x < 1$. Магнетизм определяется трехвалентными ионами Ce, однако наблюдаемый магнитный момент насыщения для CeRh_3B_2 сильно уменьшен ($\mu_s = 0,38 \mu_B/\text{Ce}$) по сравнению с ожидаемым ($\mu_s = 2,15 \mu_B/\text{Ce}$). По утверждению авторов, столь сильное уменьшение магнитного момента невозможно связать с эффектами гексагонального кристаллического поля, которое расщепляет основное мультиплетное состояние $J = 5/2$ на три дублета. Было высказано радикальное предположение. Достаточно большое значение температуры магнитного перехода $T_M = 113 \text{ K}$ и малое значение магнитного момента авторы работы

[12] связывают с зонным магнетизмом тяжелых фермионов. При этом предполагается, что взаимодействие между ионами Се за счет косвенного обмена приводит к расщеплению резонанса Кондо (Exchange-Split-Kondo-Resonance). Этот, по терминологии авторов, «естественный сценарий» магнетизма тяжелых фермионов косвенно предполагает, что волновая функция основного состояния должна представлять собой комбинацию синглетного и триплетного состояний:

$$\phi_0 = A\psi_s + B\psi_t.$$

Интересно, что в недавней работе [13] с помощью вариационного метода в приближении Гутцвиллера для одномерной решетки Кондо был найден участок фазовой диаграммы, который авторы назвали «магнетизм Нагаока» (т.е. имеющий зонную природу). Результат этот особенно интересен, поскольку ранее в [14] было показано (также в приближении Гутцвиллера), что для решетки Андерсона с эффективной гибридизацией ферромагнитная неустойчивость не возникает! Однако решающий довод в пользу существования зонного магнетизма тяжелых фермионов (Heavy Fermion Band Magnet) был получен из эксперимента.

5. Комплексное изучение [15—17] (включая рассеяние нейтронов) квазибинарной системы $\text{Ce}(\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{Ge}_2$ дает основание считать, что в этом сплаве, при увеличении концентрации Ni, наблюдается переход от магнитоупорядоченной антиферромагнитной фазы с локализованными магнитными моментами в фазу зонного магнетизма тяжелых фермионов при монотонном увеличении температуры Кондо от 7 К ($x = 0$) до 30 К ($x = 1$). Свойства основного состояния при этом радикально меняются. Для области концентраций $x < 0,2$ наблюдается модулированная магнитная структура с волновым вектором $q_{01} = (0,28, 0,28, 0,54)$ и $\mu_s = 0,74 \mu_B/\text{Ce}$ при $x = 0$ в фазе ниже температуры Нееля $T_{N1}(x)$. В области $x > 0,2$ возникает совершенно другая модулированная магнитная структура ниже температуры Нееля T_{N2} с $q_{02} = (0, 0, 0,13)$ при $x = 0,5$ с еще более уменьшенным значением магнитного момента $\mu_s < 0,2 \mu_B/\text{Ce}$ для $x > 0,65$. Именно магнитная фаза ниже $T_{N2}(x)$ и была отождествлена в [15—17] с фазой зонного магнетизма тяжелых фермионов. Важно подчеркнуть, что столь значительное изменение физических свойств было достигнуто практически без нарушения решетки ионов Се. В пользу гипотезы о зонном магнетизме тяжелых фермионов говорит также совокупность данных о тепловом расширении, теплоемкости, восприимчивости. Однако решающими остаются два обстоятельства: несоизмеримость магнитной структуры и аномальное уменьшение магнитного момента на ионе Се. Весьма интересным является предска-

зание фазы зонного магнетизма тяжелых фермионов для соединения CeCu_2Si_2 , сделанное в [17]. Данная фаза должна появляться ниже $T_{N2} = 0,6-0,8 \text{ K}$, что делает ее наблюдение весьма трудным. Это утверждение тем более интересно, что в работе тех же авторов [18] магнитный порядок в CeCu_2Si_2 не был обнаружен (см. также [19]).

6. С теоретической точки зрения, возникновение магнитной фазы в многочастичных системах наиболее последовательно описывается на основе изучения частотной и импульсной зависимостей динамической магнитной восприимчивости. Будем рассматривать гамильтониан периферической модели Андерсона (см. [8,9]):

$$H = \sum_{k\sigma} \epsilon_k a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} + \sum_{k\sigma} E(k) d_{k\sigma}^+ d_{k\sigma} + U/2 \sum_{i\sigma} n_{i\sigma}^d n_{i-\sigma}^d + \sum_{k\sigma} (V_k a_{k\sigma}^+ d_{k\sigma} + V_k^* d_{k\sigma}^+ a_{k\sigma}). \quad (1)$$

Спектр модели (1) изображен схематически на рис.1. Здесь ϵ_k — закон дисперсии электронов проводимости; a^+ и a и d^+ и d^- — операторы рождения и уничтожения электронов широкой зоны проводимости и очень узкой f -зоны соответственно. Дисперсию f -зоны $E(k)$ по сравнению с ϵ_k можно считать константой. Величина U есть интеграл кулоновского отталкивания двух электронов на узле решетки, V_k — параметр гибридизации электронов широкой и узкой зон.

В [20] были высказаны качественные аргументы в пользу существования фазы зонного магнетизма тяжелых фермионов на основе модели (1). Анализировалось следующее приближенное выражение для спиновой поперечной динамической восприимчивости:

$$\chi_{\perp}^{-+}(q, \omega) \sim \frac{\chi_{\perp}^{-+}(\omega)}{1 - U_{QP} Q_{QP}^{Ph}(\omega, q)}, \quad (2)$$

где $\chi_{\perp}^{-+}(\omega)$ — локальная восприимчивость «эффективной примеси». Знаменатель в выражении (2) содержит локальное отталкивание квазичастиц U_{QP} , порядок величины которого определяется характерной шкалой Кондо $U_{QP} \approx \alpha kT_k$; $\alpha \approx 1$. Величина Q_{QP}^{Ph} описывает распространение носителей в канале квазичастица — квазидырка. Магнитная неустойчивость решетки Андерсона связывается с обращением в нуль знаменателя в выражении (2).

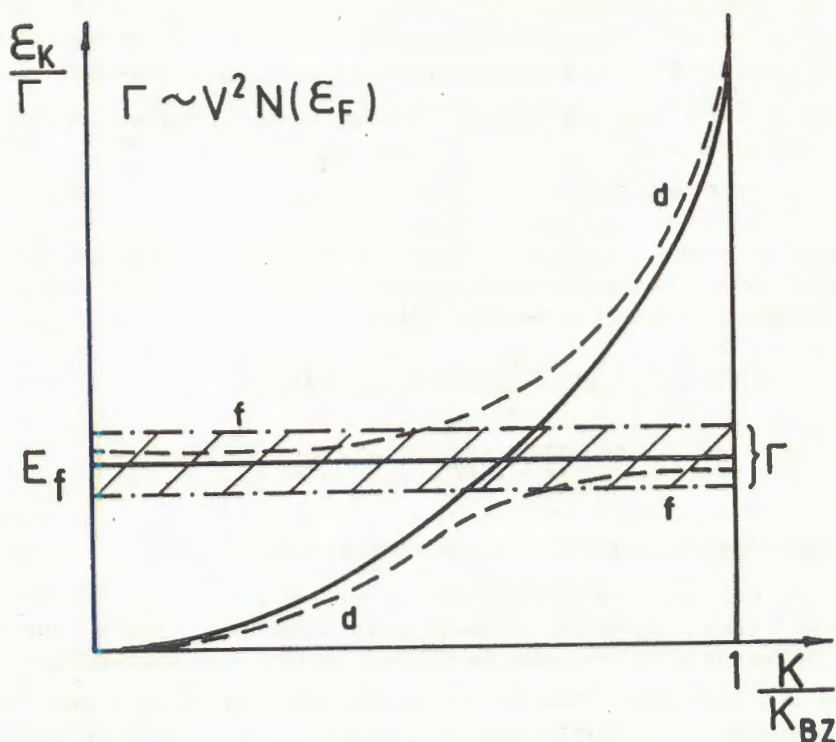


Рис. 1. Схематическое изображение одноэлектронного спектра периодической модели Андерсона

Мы покажем здесь возникновение магнитной неустойчивости модели (1) при более общих предположениях. Нас будет интересовать обобщенная спиновая восприимчивость

$$\frac{N}{(g\mu_B)^2} \chi^{\alpha\beta}(q, \omega) = \frac{2\pi}{\hbar} G^{\alpha\beta}(q, \omega) = \frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} G^{\alpha\beta}(q, t). \quad (3)$$

Здесь введено обозначение для двухвременной температурной функции Грина

$$G^{\alpha\beta}(q, t) = -i\theta(t) \langle [s^{\alpha}(q, t), s^{\beta}(q, 0)]_{-} \rangle, \quad (4)$$

где s^{α} ($\alpha = +, -, z$) — компоненты оператора спина

$$S^{\alpha}(q, t) = F(q) s^{\alpha}(q, t). \quad (5)$$

Важно подчеркнуть наличие формфактора $F(q)$:

$$F(q) = \int d^3 r e^{iqr} |\phi(r)|^2, \quad (6)$$

который определяет степень локализации спиновой плотности зонных электронов. Поперечные компоненты спина равны

$$s^-(q) = \sum_k d_{k+q\downarrow}^+ d_{k\uparrow}; \quad s^+(q) = \sum_k d_{k\uparrow}^+ d_{k+q\downarrow}. \quad (7)$$

Сечение рассеяния тепловых нейтронов на флуктуациях поперечных компонент спиновой плотности равно

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \sim \left(\frac{\gamma e^2}{m_e c^2} \right)^2 |F(q)|^2 \frac{k'}{k} (1 + \tilde{q}_z^2) (n(\omega) + 1) \times \\ \times \text{Im} \chi^{-+}(q, \omega). \quad (8)$$

В общем случае динамическая спиновая восприимчивость весьма не-тривиально зависит от температуры и переданного импульса, а также от характера приближения, используемого при расчете (см. рис. 2 для некоторых режимов решетки Андерсона).

Вычислим восприимчивость $\chi^{-+}(q, \omega)$ в приближении случайных фаз для периодической модели Андерсона. Приведенная спиновая восприимчивость в этом случае равна:

$$\chi^{-+}(q, \omega) = \frac{\chi_{MF}^{-+}(q, \omega)}{1 - U/(g\mu_B)^2 \chi_{MF}^{-+}(q, \omega)}. \quad (9)$$

Здесь

$$\chi_{MF}^{-+}(q, \omega) = - (g\mu_B)^2 / N \sum_k \{ (n_{k+q\downarrow} - n_{k\uparrow}) \times \\ \times [- |V_k|^2 ((\hbar\omega - \tilde{E}_{\downarrow}(k) + \varepsilon_{k+q}) + (\hbar\omega + \tilde{E}_{\uparrow}(k+q) - \varepsilon_k)) + \\ + (\hbar\omega + \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) (\hbar\omega + \tilde{E}_{\uparrow}(k+q) - \varepsilon_k) (\hbar\omega - \tilde{E}_{\downarrow}(k) + \varepsilon_{k+q})] - \\ - (\hbar\omega + \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) |V_k^* (\hbar\omega - \tilde{E}_{\downarrow}(k) - \varepsilon_{k+q}) \langle d_{k\uparrow}^+ a_{k\uparrow} \rangle + \\ + V_k \langle a_{k+q\downarrow}^+ d_{k+q\downarrow} \rangle (\hbar\omega + \tilde{E}_{\uparrow}(k+q) - \varepsilon_k) \} \times \\ \times \{ - |V_k|^2 [(\hbar\omega + \tilde{E}_{\uparrow}(k+q) - \tilde{E}_{\downarrow}(k)) (\hbar\omega + \tilde{E}_{\uparrow}(k+q) - \varepsilon_k) +$$

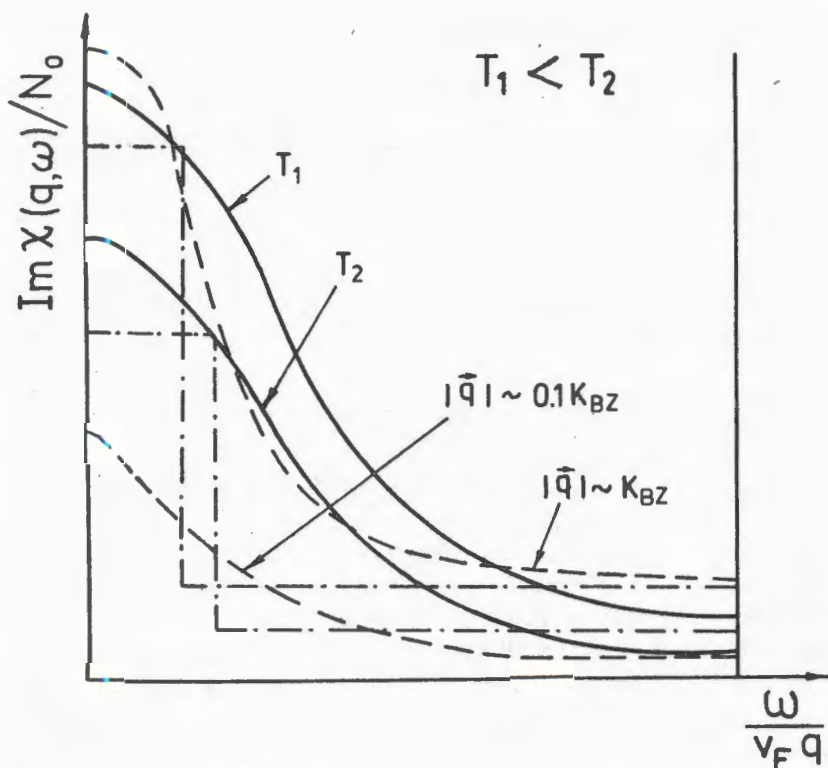


Рис.2. Схематическое изображение температурной и импульсной зависимостей динамической восприимчивости периодической модели Андерсона в различных режимах

$$\begin{aligned}
 & + (\hbar\omega - \tilde{E}_\downarrow(k) - \varepsilon_{k+q}) (\hbar\omega + \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) + \\
 & + (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \tilde{E}_\downarrow(k)) (\hbar\omega - \tilde{E}_\downarrow(k) + \varepsilon_{k+q}) + \\
 & + (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \varepsilon_k) (\hbar\omega + \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) + \\
 & + (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \tilde{E}_\downarrow(k)) (\hbar\omega - \tilde{E}_\downarrow(k) + \varepsilon_{k+q}) \times \\
 & \times (\hbar\omega + \tilde{E}_\uparrow(k+q) - \varepsilon_k) (\hbar\omega + \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) \}^{-1}. \quad (10)
 \end{aligned}$$

Здесь $\tilde{E}_\sigma(k) = E(k) + U/N \sum_k n_{k\sigma}$.

Магнитная неустойчивость решетки Андерсона связана с появлением полюса (9) при $q, \omega \rightarrow 0$. Полагая $q = 0$, имеем

$$\begin{aligned}
1 = & -U/N \sum_k \{ (n_{k\uparrow} - n_{k\downarrow}) [-|V_k|^2(2\hbar\omega - \Delta) + \\
& + \hbar\omega(\hbar\omega + \tilde{E}_{\uparrow}(k) - \varepsilon_k)(\hbar\omega - \tilde{E}_{\downarrow}(k) + \varepsilon_k)] - \\
& - \hbar\omega |V_k^* \langle d_{k\uparrow}^+ a_{k\uparrow} \rangle (\hbar\omega - \tilde{E}_{\downarrow}(k) + \varepsilon_k) + \\
& + V_k \langle a_{k\downarrow}^+ d_{k\downarrow} \rangle (\hbar\omega + \tilde{E}_{\uparrow}(k) - \varepsilon_k) \} \times \\
& \times \{ -|V_k|^2(2\hbar\omega + \Delta)^2 + \hbar\omega(\hbar\omega + \tilde{E}_{\uparrow}(k) - \tilde{E}_{\downarrow}(k)) \times \\
& \times (\hbar\omega - \tilde{E}_{\downarrow}(k) + \varepsilon_k)(\hbar\omega + \tilde{E}_{\uparrow}(k) - \varepsilon_k) \}^{-1}, \quad (11)
\end{aligned}$$

где $\Delta = U/N \sum_k (n_{k\downarrow} - n_{k\uparrow})$.

Нетрудно увидеть, что подстановка $\hbar\omega_0 = 0$ удовлетворяет уравнению (11). Гамильтониан (1) периодической модели Андерсона обладает ротионной инвариантностью и потому должен иметь гидродинамический полюс $\hbar\omega = Dq^2$ при $q \rightarrow 0$. Наиболее удобно показать это, исходя из правила сумм

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \operatorname{Im} \chi^{-+}(q, \omega) = \frac{2\pi}{\hbar} (n_{\downarrow} - n_{\uparrow}) = -\frac{2\pi}{\hbar} \langle S^z \rangle. \quad (12)$$

В работе [21] была выведена точная формула

$$\chi = -\frac{2\langle S^z \rangle}{\hbar\omega} + \frac{q^2}{\omega^2} \left\{ \chi_J - \frac{1}{\hbar q} \langle [J_q^-, S_{-q}^+]_- \rangle \right\}, \quad (13)$$

где использованы следующие обозначения [21]:

$$\chi_J = F.T. \langle \langle J_q^-(t), J_{-q}^+ \rangle \rangle; \quad \hbar q J_q^- = [S_q^-, H]_-. \quad (14)$$

Гидродинамический полюс ($q \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow 0$, $q/\omega \rightarrow 0$) обобщенной спиновой восприимчивости (9) следует из разложения

$$\chi(q, \omega) = -\frac{2\langle S^z \rangle (1 + Aq^2)}{\hbar\omega - Dq^2} - O(q^2). \quad (15)$$

В результате найдем

$$Dq^2 = \frac{1}{2\langle S^z \rangle} \left\{ \hbar q \langle [J_q^-, S_{-q}^+]_- \rangle - \hbar^2 q^2 \lim_{\omega \rightarrow 0} \lim_{q \rightarrow 0} \chi_J \right\}. \quad (16)$$

Рассмотрим теперь сечение рассеяния (8). Запишем выражение для $\text{Im } \chi^{-+}(q, \omega)$ в виде:

$$\text{Im } \chi^{-+}(q, \omega) = \text{Im } \chi_{MF}^{-+}(q, \omega) \{ |1 - U/(g\mu_B)^2 \text{Re } \chi_{MF}^{-+}(q, \omega)|^2 + \\ + |U/(g\mu_B)^2 \text{Im } \chi_{MF}^{-+}(q, \omega)|^2 \}^{-1}. \quad (17)$$

При $q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0, \text{Im } \chi_{MF}^{-+}(q, \omega) \rightarrow 0$, откуда следует, что

$$U/(g\mu_B)^2 \text{Im } \chi^{-+}(q, \omega) \approx -\pi\delta \{1 - U/(g\mu_B)^2 \text{Re } \chi_{MF}^{-+}(q, \omega)\}. \quad (18)$$

В гидродинамическом пределе доминирует первый член в правой части (13), на основании чего имеем

$$1 - U/(g\mu_B)^2 \text{Re } \chi_{MF}^{-+}(q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0) \sim Z(h\omega - h\Omega(q)). \quad (19)$$

Используя (19) в (18), найдем

$$\text{Im } \chi^{-+}(q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0) \sim -\frac{\pi(g\mu_B)^2}{ZU} \delta(h\omega - h\Omega(q)). \quad (20)$$

Здесь Z — ренормализационный параметр, $h\Omega(q)$ — акустический спин-волновой полюс, удовлетворяющий условию $h\Omega(q \rightarrow 0) = 0$.

Следует отметить особую роль параметра гибридизации V_k . В самом деле, СТФ характеризуются очень сильной локальной кулоновской корреляцией электронов на f -уровнях (или в очень узкой f -зоне) U , за счет которой их подвижность резко уменьшена, а эффективная масса m^* увеличена. За счет гибридизации V_k электроны f -уровней увеличивают свою подвижность. Таким образом, возникновение СТФ определяется в равной мере обоими параметрами U и V_k [22]. Изменение величины гибридизации может вносить существенные изменения в поведение редкоземельных соединений, в частности определять магнитную неустойчивость при увеличении гибридизации [23]. Можно показать [24, 25], что выражение для параметра «жесткости» акустических спиновых волн (16) при увеличении V_k равно

$$D \approx \frac{1}{4\Delta m^*} \frac{U}{N} \sum_p (n_{p\uparrow} + n_{p\downarrow}) + \frac{1}{2\Delta^2} \sum_p (n_{p\downarrow} - n_{p\uparrow}) |\nabla \varepsilon_p|^2. \quad (21)$$

Заметим, что данный результат есть следствие приближения случайных фаз (9) и носит лишь качественный характер. Несомненно, однако, что поведение решетки Андерсона весьма чувствительно к выбору приближения для учета вклада от гибридизации, на что также указывают результаты работ [13, 14, 22].

7. Сформулируем основные выводы. СТФ характеризуется двойственным поведением носителей, а именно зонным и локализованным. В настоящее время нет универсальной микроскопической модели, в равной мере хорошо описывающей это двойственное поведение. В модели решетки Кондо f -электроны представлены их спиновой степенью свободы и их зонный характер в значительной мере остается в тени. С другой стороны, в модели решетки Андерсона подчеркивается зонный характер f -электронов благодаря явному учету гибридизации. Напротив, их локализованное поведение описывается косвенно, например за счет малой подвижности или через магнитный формфактор (6) (см. [22]). Для построения последовательной теории магнитного поведения СТФ спиновые и фермионные степени свободы в равной мере важны.

В настоящем сообщении была показана магнитная неустойчивость решетки Андерсона на основе простых качественных соображений. Несомненно, данная теория требует улучшения. При вычислении динамической восприимчивости (3) необходимо явно учесть вклад членов порядка V^4 , которые отвечают за косвенный РККИ-обмен. Кроме того, необходимо рассмотреть антиферромагнитное, а не ферромагнитное упорядочение, хотя, как видно из работы [12], ферромагнитное поведение зонных тяжелых фермионов также наблюдается в эксперименте. Несомненно, что приближение случайных фаз (9) является лишь первым шагом для описания магнитного поведения решетки Андерсона (любопытно отметить, что функциональная структура более точного приближения (2) совпадает с (9)). Тем не менее настоящее рассмотрение показывает, что в фазе зонного магнетизма тяжелых фермионов гидродинамический полюс должен сохраняться, поскольку сохраняется ротационная инвариантность гамильтониана (1). Исходя из соображений подобия, можно показать, что постоянная «жесткости» D (16) будет обратно пропорциональна эффективной массе фермионов m^*

$$D \sim 1/m^* D \{ \Delta, (n_{\uparrow} + n_{\downarrow}), (n_{\downarrow} - n_{\uparrow}) \}.$$

Это означает, что зонный магнетизм тяжелых фермионов является слабым зонным антиферромагнетизмом, с нетривиальным типом магнитоупорядочения (несоизмеримые, модулированные структуры) [20, 26]. Во многих аспектах слабый зонный антиферромагнетизм близок к поведению парамагнетика с развитыми спиновыми флуктуациями. Этот

круг вопросов заслуживает отдельного рассмотрения. Следует также подчеркнуть большую роль эффектов кристаллического поля для понимания физического поведения СТФ [27].

Таким образом, можно сказать, что в последние несколько лет проблема магнитного поведения СТФ, которая изучалась и ранее [28], выдвинулась на первый план при изучении свойств аномальных редкоземельных соединений [26]. Это обстоятельство еще раз подчеркивает роль и значение корреляционных моделей для теоретического изучения СТФ, а также необходимость развития нового теоретического аппарата для расчета их одночастичных и коллективных характеристик. Мы предполагаем обсудить подробнее этот круг вопросов в следующих работах.

В заключение мне хотелось бы поблагодарить И. Натканца за организацию моего семинара в Лаборатории нейтронной физики и полезные замечания. Я также благодарен Е.А. Горемычкину за интересные и стимулирующие обсуждения проблемы СТФ.

Литература

1. Ott H.R. — JMMM, 1992, 108, p.1.
2. Uemura Y.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, 66, p.2665.
3. Maple M.B. — Nature, 1987, vol.328, p.200.
4. Koyama T. and Tachiki M. — Phys. Rev., 1987, B36, p.437.
5. Tesanovic Z. and Valls O.T. — Phys. Rev., 1986, B34, p.1918.
6. Fulde P. — J. Phys. F: Metal Phys., 1988, 18, p.601.
7. Joyce J.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, 68, p.236.
8. Tsvelik A. and Wiegmann P. — Adv. Phys., 1983, 32, p.453.
9. Kuzemsky A.L., Beck H. and Parlebas J.C. — JINR Comm. E17-92-564, Dubna, 1992; Physica A (To be published in 1993).
10. Beyermann W.P. et al. — Phys. Rev., 1991, B43, p.13130.
11. Rahman S. et al. — Solid State Comm., 1990, 75, p.279.
12. Allen J.W. et al. — Phys. Rev., 1990, B41, p.9013.
13. Fazekas P. and Muller-Hartmann E. — Z. Physik, 1991, B85, p.285.
14. Oles A. and Oles B. — JMMM, 1987, 63—64, p.542.
15. Steglich F. et al. — Physica, 1990, B163, p.19.
16. Sparn G. et al. — Physica, 1990, B165—166, p.427.
17. Steglich F. et al. — JMMM, 1992, 108, p.5.
18. Horn S. et al. — Phys. Rev., 1981, B23, p.3121.
19. Fujita T. et al. — JMMM, 1992, 108, p.35.
20. Grewe N. and Welslau B. — Solid State Comm., 1988, 65, p.437.
21. Edwards D.M. and Fisher B. — J. de Physique, 1971, v.32, p.697.

22. Liu S.H. — Phys. Rev., 1989, B39, p.7381.
23. Kioussis N. et al. — Physica, 1990, B163, p.107.
24. Izuyama T. et al. — J. Phys. Soc. Japan., 1963, 18, p.1025.
25. Куземский А.Л. — ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.366.
26. Grewe N. and Steglich F. — In: Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths. Eds. Gschneider K. and Eyring L. North-Holland, Amsterdam, 1991, vol.14, p.343.
27. Maekawa S. et al. — J. Appl. Phys., 1985, 57, p.3169.
28. Rauchswalbe U. — Physica, 1987, B147, p.1.

Рукопись поступила 27 апреля 1993 года.

ОБ ИНДУЦИРОВАННОМ ИЗЛУЧЕНИИ, ВЫЗВАННОМ ЗАРЯЖЕННОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЕЙ В ГАЗЕ НИЖЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ПОРОГА

А.А.Тяпкин

В работе обосновывается идея о новом механизме индуцированной генерации когерентного излучения атомов газа при давлении ниже порога излучения Вавилова — Черенкова. Это излучение должно возникать строго по направлению движения заряженной релятивистской частицы как индуцированное полем излучения от ранее возбужденных заряженной частицей атомов. Обращается внимание на определенные указания в пользу существования такого излучения, которые получены в одном из последних экспериментальных исследований допорогового излучения релятивистских электронов в черенковском счетчике. Предлагается эксперимент для окончательного доказательства существования механизма своеобразной «лазерной» разрядки возбужденных атомов вдоль трека заряженной релятивистской частицы.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

On the Induced Radiation Caused by a Charged Relativistic Particle Below Cherenkov Threshold in a Gas

A.A.Tyapkin

The idea of new mechanism of induced coherent radiation by the atoms of a gas under the Cherenkov threshold is suggested in this paper. This radiation must be emitted strictly in the direction of the movement of the charged particle, because it is provoked by the induced action of the field emitted by excited atoms along the relativistic particle track. It is emphasized that the last experimental investigation contains some indications of such radiation. An experiment for full evidence of the existence of this mechanism of peculiar «laser» discharge of the excited gas atoms along the relativistic particle track is proposed.

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

В 1961 году И.М.Франк в статье [1], посвященной памяти С.И.Вавилова, отметил, что «открытие эффекта Вавилова — Черенкова, а затем разработка его теории привели к появлению ряда исследований, посвященных связанным с ним вопросам» и что «в значительном

числе других работ рассматривался и ряд явлений, смежных с эффектом Вавилова — Черенкова». В качестве примера такого нового ожидаемого явления автор указал на так называемое переходное излучение, теория которого была разработана в их совместной с В.Л.Гинзбургом работе [2].

В настоящем сообщении речь пойдет еще об одном виде когерентного излучения, также тесно связанном с тем же кругом оптических явлений, возникающих в прозрачной среде при прохождении заряженной частицы с околосветовой скоростью. Несмотря на детальное развитие теории всего комплекса оптических явлений, смежных с излучением Вавилова — Черенкова (ИВЧ), до сих пор из теоретического рассмотрения выпадал весьма естественный механизм индуцированного излучения атомов среды, возбужденных заряженной релятивистской частицей. Это явное упущение всего предшествующего развития теории можно было бы лишь частично оправдать ничтожностью самого эффекта коллективного взаимодействия излучений отдельных атомов вдоль трека релятивистской частицы, если бы он был далеко за пределами надежд на его экспериментальное проявление.

Однако в одном из последних экспериментальных исследований [3] допорогового излучения релятивистских электронов в газе были получены, как мы покажем далее, достаточно веские указания в пользу проявления этого эффекта в оптическом диапазоне частот как узко направленного вперед когерентного излучения от возбужденных атомов газа. Правда, сам автор этого исследования, Я.Ружичка, не сделал столь радикальный вывод и проявил немалую изобретательность в попытке объяснить полученные результаты в рамках существующих теоретических представлений о не связанных с возбуждением атомов газа излучениях релятивистских электронов.

Новым в методике Я.Ружички было применение фотографического способа исследования допорогового излучения. Этот способ позволил получить надежные сведения о высокой направленности вперед зарегистрированного слабого оптического излучения от узкого пучка электронов с энергией 350 МэВ при давлениях, близких к порогу ИВЧ и ниже. Серия приведенных в работе фотоснимков демонстрирует постепенное уменьшение диаметра регистрируемого кольца ИВЧ и превращение его в маленькую точку, соответствующую размерам используемого в этом опыте очень узкого электронного пучка ускорителя в Новосибирске. Интенсивность света в этом точечном пятне не обращается в нуль ни при давлении газа, соответствующем черенковскому порогу, ни при меньших давлениях. Это отступление от теории ИВЧ автор, как и предшествующие ему исследователи допорогового излучения, объяснил присутствием оптического переходного излучения, возникающего на

входной металлической пластине при выходе электронов из металла в газовую среду и на пластине зеркала, расположенного внутри черенковского счетчика на пути пучка электронов.

Но в работе приведены также снимки при двух сильно отличающихся давлениях газа (в 7 и 100 раз ниже порогового значения), которые явно свидетельствуют о неполноте принятого автором объяснения наблюдаемого свечения только переходным эффектом. На этих снимках видно резкое уменьшение интенсивности света в точках засвеченного пятна. Это означает, что значительная часть регистрируемого в опыте допорогового света обусловлена атомами самой газообразной среды. К сожалению, автор вообще не обсуждает этот полученный им результат, явно не укладывающийся в принятую схему объяснения допорогового излучения.

В обсуждаемом исследовании получен еще один важный результат, который может быть истолкован в пользу прямой связи значительной части наблюдаемого допорогового узкого луча света с излучением атомов газообразной среды, возбуждаемых релятивистскими электронами. Я.Ружичка впервые при исследовании допорогового излучения провел оригинальный опыт с отклонением пучка электронов магнитным полем. Магнит в его опыте занимал одну треть 90-сантиметровой длины газового радиатора в конце черенковского счетчика. На приведенном в работе [3] фотоснимке видна яркая начальная точка, в которой следует ожидать суммирования излучений от переходного эффекта на входном окне газового радиатора и от индуцированной генерации атомами самого газа в первой части радиатора, расположенной до магнитного поля.

Однако на фотоснимке видна также яркая полоска от испускания веера лучей света из области отклоняемого магнитным полем пучка релятивистских электронов. Появление на снимке этой полоски света, по яркости близкой к исходному пятну, автор объяснил возникновением синхротронного (магнитотормозного) излучения, не обсуждая альтернативное предположение о возможном вкладе когерентного излучения атомов в этой части радиатора. Простой контрольный опыт с удаленным из объема счетчика газом и включенным магнитом позволил бы исследователю однозначно определить вклад синхротронного излучения в зарегистрированную световую полоску, а затем путем сравнения с результатом опыта с газом при давлении немного ниже порога ИВЧ убедиться в существовании дополнительного света от атомов газа в области магнитного поля. Таким образом, опыты Я.Ружички для однозначной их интерпретации следует дополнить проведением указанного контрольного опыта.

Особенно четкие цветные фотоснимки ИВЧ в работе [3] были получены на пучках релятивистских многозарядных ядер. При обсуждении с

Я.Ружичкой вопросов экспериментального выяснения природы допорогового излучения мы пришли к выводу, что наилучшие условия для выяснения свойств этого излучения будут также при использовании пучков релятивистских ядер с большим зарядом в опытах, аналогичных проведенным на электронах. Но и до окончательного экспериментального выяснения природы допорогового излучения есть достаточные основания считать наблюдаемое в работе [3] направленное допороговое излучение в значительной своей части связанным с возбуждением атомов присутствующего в объеме газа. Во всяком случае, обсуждение физической природы такого излучения и получение необходимых теоретических оценок следует считать непосредственно подсказанными полученными в работе Я.Ружички экспериментальными результатами, несмотря на отсутствие соответствующих выводов в самой работе*. Можно только сожалеть, что обширные теоретические исследования смежных с ИВЧ явлений в прошлые десятилетия не привели к предсказанию допорогового узко направленного вперед излучения релятивистских частиц в газе, которое, безусловно, стимулировало бы экспериментальные поиски такого излучения.

Теперь же, возвращаясь к высказанной в начале статьи идее о механизме индуцированной генерации излучения, направленного строго по направлению движения заряженной релятивистской частицы, покажем, что даже самое элементарное рассмотрение принципиальной схемы этого механизма приводит к настолько очевидному выводу о неизбежности возникновения направленного вперед когерентного излучения, что и в самой постановке этой проблемы трудно будет увидеть особую заслугу или склонность к серьезному переосмыслению известных фактов. Установление простых истин часто приводит к ситуациям, разъясняемым на известном историческом примере задачи с

*Имеет все же смысл обсудить причины, по которым в предшествующих исследованиях допорогового излучения не были замечены отступления от переходного излучения. Одно из первых детальных исследований допорогового излучения было проведено лондонской группой физиков в 1963 году на электронном пучке микротрона с энергией около 29 МэВ [4]. Измерения выхода света проводились с помощью чувствительного к ультрафиолету ФЭУ при различных давлениях газа в счетчике, длина которого составляла всего 7/8 дюйма. Видимо, малая длина черенковского счетчика и значительное влияние многократного рассеяния электронов при энергии 29 МэВ помешали заметно проявиться в этом опыте излучению самого газа при давлении ниже порога ИВЧ. Следующее детальное изучение допорогового излучения проводилось во ФНАЛ на пучках электронов, пионов, каонов и протонов с энергией 140 ГэВ [5]. В этой работе использовались два черенковских счетчика длиной 1,5 и 1,9 м. Но авторы, интересуясь переходным излучением, провели измерения только в «чистых» условиях при нулевом давлении газа

яйцом, предложенной оппонентам великим открывателем Америки Х. Колумбом*.

Как и в случае ИВЧ, простейшее рассмотрение допорогового излучения должно исходить из полуклассического описания равномерного движения точечного заряда в газовой среде на полубесконечном отрезке пути от минус бесконечности до заданной на прямой линии, например, точки $z = 0$. Здесь уместно напомнить одно ценное замечание по поводу идеализированного расчета (проведенного еще в конце прошлого века знаменитым английским ученым-самоучкой О. Хевисайдом) вектора электрического поля излучения, создаваемого в оптической среде точечным зарядом при движении со скоростью выше скорости света в данной среде. Такой расчет без учета дисперсии, как отмечает в своей книге [6] И. М. Франк, приводит к «величине поля, которое обращается на его поверхности в бесконечность». Поясним, что здесь автор ведет речь о поверхности конуса излучения Вавилова — Черенкова. Бесконечность эта легко устраняется и учетом дисперсии среды, и учетом отступления от прямолинейности движения заряда, даже без отказа от основного приближения, связанного с расчетом для полубесконечной длины пути частицы.

Нам важно здесь отметить, что появление бесконечности в таком упрощенном классическом расчете было своеобразным теоретическим указанием (кстати, из прошлого века, что было мною обнаружено [7]) на весьма необычное направленное излучение, о котором после его экспериментального обнаружения долгие годы писали как о чрезвычайно слабом излучении. Такое же идеализированное классическое рассмотрение той же задачи о движении точечного электрического заряда в оптической среде, но при скорости точно равной пороговой, дает бесконечное поле только на самой линии движения частицы, в которую стягивается в пределе поверхность конуса ИВЧ. Такой переход от бесконечного поля излучения на конической поверхности к бесконечности поля на линии означает исчезновение прежнего процесса когерентного излучения Вавилова — Черенкова и возникновение условий для вынужденного излучения возбужденных заряженной частицей атомов вдоль линии ее движения. Конечно, бесконечная величина поля излучения вдоль линии возникла в результате идеализации задачи движения частицы строго по прямой из минус бесконечности и идеализации распростране-

*Еще раньше, в 1420 году, ту же задачу с яйцом поставил и знаменитый итальянский архитектор Филиппо Брунеллески после демонстрации им способа перекрытия купола собора без вспомогательной системы опорных лесов (этим методом им был воздвигнут величественный купол кафедрального собора Флоренции, выдержавший за прошедшие столетия несколько серьезных землетрясений).

ния света в среде без учета дисперсии (зависимости скорости распространения от частоты света). Такое упрощенное рассмотрение приводит к бесконечной когерентной длине при пороговой скорости для нулевого угла, поскольку в этом приближении данная величина равна:

$$l = \frac{\beta n l}{2|1 - \beta n \cos \theta|}.$$

Бесконечные значения поля излучения появляются на прямой линии, строго говоря, в момент прохождения данной точки самой заряженной частицей, если не принимать во внимание длительность цуга излучения каждым ранее возбужденным атомом. Бесконечное же значение поля излучения в точке нахождения заряженной частицы возникает в результате суммирования амплитуд волн, спонтанно излученных возбужденными ранее атомами. Но даже эта идеализированная бесконечность на прямой линии не означает пока еще потока излучения на единицу площади или на единичный телесный угол. Смысл этой бесконечности состоит в указании на возникновение в соответствующих точках в момент возбуждения новых атомов поля, достаточного для индуцированной генерации излучения, характерного для атомов данного газа. Иначе говоря, дальнейшее рассмотрение требует квантового подхода.

Окончательным доказательством механизма лазерного излучения вдоль направления движения частицы должно быть получение соответствующего данному газу спектра излучения, что совершенно не характерно для ИВЧ. Так, при добавлении в гелий небольшой порции неона спектрометрические измерения допорогового излучения должны обнаружить характерную для этой смеси линию 3,39 мкм.

Литература

1. Франк И.М. — УФН, 1961, 75, с.231.
2. Гинзбург В.Л., Франк И.М. — ЖЭТФ, 1946, 16, с.1; ДАН СССР, 1947, 56, с.699.
3. Ружичка Я. — Теоретические и экспериментальные исследования эффекта Вавилова — Черенкова. Диссертация на соиск. уч. степ. д-ра физ.-матем. наук. ОИЯИ, Дубна, 1993.
4. Aitken D.K. et al. — Proc. Phys. Soc., 1963, 82, p.710.
5. Bodek A. et al. — Z. Phys., 1983, C18, p.741.
6. Франк И.М. — Излучение Вавилова — Черенкова. М.: Наука, 1988.
7. Тяпкин А.А. — УФН, 1974, 112, с.735.

Рукопись поступила 16 июня 1993 года.

ВЕЛИЧИНЫ БАРЬЕРОВ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ УЛЬТРАНЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ НУКЛИДОВ ^{188}Pb И ^{196}Po

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, М.Веселски¹, А.В.Еремин,
Г.М.Тер-Акопьян, Ш.Шаро²

На основе экспериментальных данных определены приведенные вероятности каналов запаздывающего деления ($P_{\beta df}$) для нуклидов ^{188}Bi и ^{196}At , которые равны $3,4 \cdot 10^{-4}$ и $8,8 \cdot 10^{-4}$ соответственно. Из сопоставления полученных значений $P_{\beta df}$ с модельными расчетами сделаны численные оценки барьеров деления для нуклидов ^{188}Pb и ^{196}Po .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Fission Barrier Heights for Ultra Neutron-Deficient Nuclides ^{188}Pb and ^{196}Po

Andreev A.N. et al.

The reduced probabilities of delayed fission channels $P_{\beta df}$ for ^{188}Bi and ^{196}At are determined, from experimental data, to be $3.4 \cdot 10^{-4}$ and $8.8 \cdot 10^{-4}$, respectively. The comparison of the obtained and calculated values of $P_{\beta df}$ allowed to estimate the fission barriers for ^{188}Pb and ^{196}Po .

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

Экспериментальные данные о сечениях образования ультранейтронодефицитных изотопов в области Hg—At и их сопоставление с результатами расчетов, выполненных в рамках модели статистического девозбуждения компаунд-ядер, дают основания предполагать, что жидкокапельная составляющая барьера деления уменьшается с увеличением нейтронного дефицита быстрее, чем это предсказывает теория. Различия теоретических значений барьеров деления и значений, извлекаемых из экспериментальных данных, достигают 20—30% для наиболее нейтронодефицитных исследованных изотопов [1—3]. Нам представ-

¹ГСИ, Дармштадт, Германия

²Университет Я.Коменского, Братислава, Словакия

лялось интересным проверить этот вывод независимым способом, используя для определения величин барьеров деления данные о вероятности запаздывающего деления, имеющиеся в этой области ядер.

Приведенные вероятности запаздывающего деления для нуклидов ^{188}Bi и ^{196}At

В работах [4,5] для толстых мишеней были измерены интегральные выходы запаздывающего деления для нуклидов ^{188}Bi в реакции $^{153}\text{Eu} + ^{40}\text{Ca}$ ($E_{\text{Ca}} < 230$ МэВ) и ^{196}At в реакции $^{159}\text{Tb} + ^{40}\text{Ca}$ ($E_{\text{Ca}} < 240$ МэВ). Усредненные парциальные сечения канала запаздывающего деления (σ_{df}), рассчитанные для эффективной толщины мишени,

Таблица 1. Экспериментальные значения сечений образования и величины усредненных сечений (σ_{tot}) нуклидов ^{188}Bi и ^{196}At в реакциях $^{153}\text{Eu} + ^{40}\text{Ca}$ и $^{159}\text{Tb} + ^{40}\text{Ca}$

$E_{\text{lab}}, \text{МэВ}$	$\sigma_{\text{dif}}(^{188}\text{Bi}), \text{мкб [3]}$	$\sigma_{\text{dif}}(^{196}\text{At}), \text{мкб [6]}$
186	0,8	1,8
189	1,3	—
192	—	1,4
195	3,3	1
199	4,0	—
202	4,7	0,3
213	1,7	—

$E_{\text{lab}}, \text{МэВ}$	$\sigma_{\text{int}}(^{188}\text{Bi}), \text{мкб}$	$\sigma_{\text{int}}(^{196}\text{At}), \text{мкб}$
230	12 ± 5	—
240	—	$3,0 \pm 1,5$

ни, равной полуширине обычной испарительной функции возбуждения, составили (100 ± 50) и (45 ± 20) пб для ^{188}Bi и ^{196}At соответственно. Для тех же реакций в работах [3,6] были измерены функции возбуждения для полных сечений образования ^{188}Bi и ^{196}At . В этих измерениях использовался канал α -распада указанных нуклидов. Экспериментальные данные, полученные в этих работах, и вычисленные на их основе величины усредненных сечений, нормированные на эффективную толщину мишени

$5 \cdot 10^{18}$ ат/см², приведены в табл. 1. Из соответствующих отношений усредненных парциальных и полных сечений можно определить величины вилок для канала запаздывающего деления:

$$P_{df} = 8 \cdot 10^{-6} \text{ для } ^{188}\text{Bi} \text{ и } P_{df} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ для } ^{196}\text{At}.$$

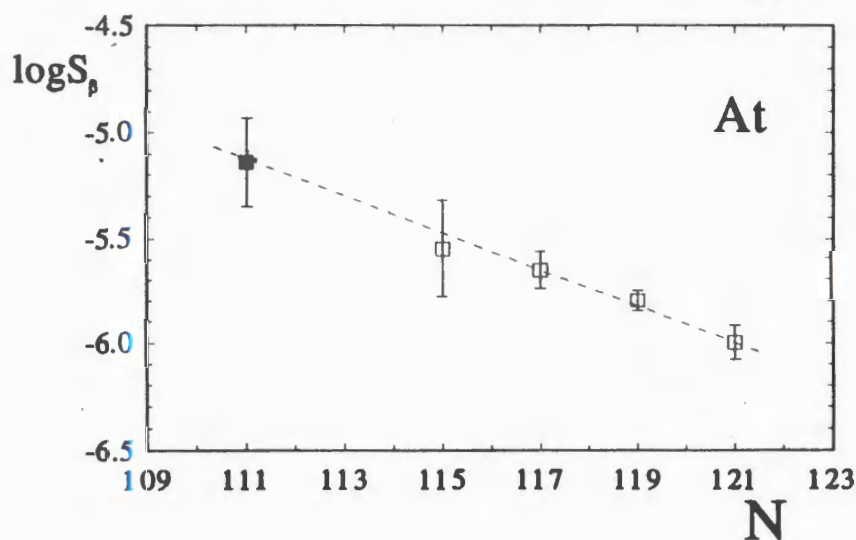
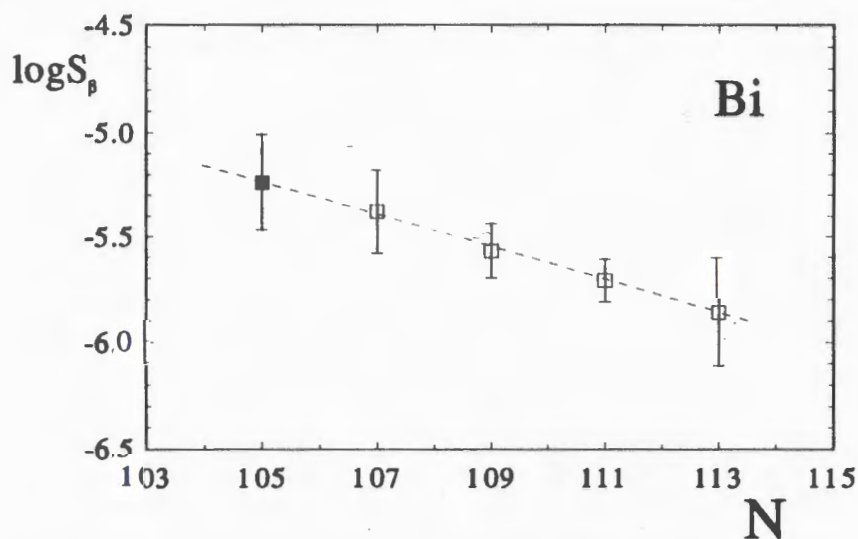


Рис.1. Величины средних значений силовых функций $\beta^+(EC)$ -распада для нечетно-нечетных изотопов At и Bi

Таблица 2. Экспериментальные и расчетные значения характеристик β^+ (EC)-распада для нейтронодефицитных изотопов At и Bi

Изотопы Bi [9]					Изотопы At [10]				
A	Q_{EC} , МэВ	$T_{1/2}$, с	a_β , %	$T_{1/2}^\beta$, с	A	Q_{EC} , МэВ	$T_{1/2}$, с	a_β , %	$T_{1/2}^\beta$, с
196	$7,4 \pm 0,7$	240 ± 3	100	240 ± 3	206	$5,7 \pm 0,1$	1900 ± 60	99	1920 ± 66
194	$8,2 \pm 0,25$	115 ± 4	100	115 ± 4	204	$6,5 \pm 0,1$	558 ± 30	$95,6 \pm 0,3$	582 ± 32
192	$9,1 \pm 0,3$	41 ± 1	90	46 ± 2	202	$7,2 \pm 0,2$	180 ± 6	85 ± 3	212 ± 11
190	$9,7 \pm 0,35$	$6 \pm 0,6$	30 ± 9	20 ± 7	200	$8,1 \pm 0,7$	42 ± 2	47 ± 8	89 ± 15
188	$10,5 \pm 0,5$	$0,21 \pm 0,09$	$2,4^{calc}$	$8,5^{calc}$	196	$9,6 \pm 0,3$	$0,3 \pm 0,1$	$1,7^{calc}$	18^{calc}

Для определения приведенных вероятностей запаздывающего деления необходимы данные о величинах вилок для β^+ (EC)-распада этих нуклидов.

Основным каналом распада нуклидов ^{188}Bi и ^{196}At является α -распад. Хорошо известны энергии α -переходов и периоды полураспада. Экспериментальные данные о величинах парциальных вилок (a_β) для β^+ (EC)-распада отсутствуют. Однако их можно с хорошей точностью определить из отношения расчетного парциального периода полураспада для β^+ (EC)-распада к экспериментально измеренному периоду полураспада. Расчеты $T_{1/2}^\beta$ были сделаны в предположении постоянной силовой функции β -распада. Значения полных энергий β^+ (EC)-распадов (Q_{EC}) брались из таблиц [7], значения величин статистической функции Ферми для β -распада и электронного захвата — из таблиц [8]. Интегрирование по энергиям парциальных β^+ (EC)-распадов в интервале энергий от нуля до ($Q_{EC} - C$) проводилось с шагом 0,2 МэВ. Энергии отсечки вычислялись по формуле $C = 28/A^{1/2}$ МэВ. Величины средних значений силовых функций β^+ -распада для ^{188}Bi и ^{196}At брались из экстраполяции средних значений силовых функций β -распада нечетно-нечетных изотопов $^{200-206}\text{At}$ и $^{190-196}\text{Bi}$ с известными значениями парциальных вилок. Используемые в расчетах данные и полученные результаты приведены в табл.2 и показаны на рис.1. Относительная точность оценки a_β составляет фактор 2,0.

Исходя из приведенных данных о сечениях и из численных оценок вилков для β -распада были определены величины приведенных вероятностей запаздывающего деления:

$$P_{\beta df} = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ для } {}^{188}\text{Bi} \text{ и } P_{\beta df} = 8,8 \cdot 10^{-4} \text{ для } {}^{196}\text{At}.$$

Относительная точность полученных значений $P_{\beta df}$ составляет фактор 4,0.

Барьеры деления нуклидов ${}^{188}\text{Pb}$ и ${}^{196}\text{Po}$

Расчеты теоретических значений $P_{\beta df}$ как функции разности полной энергии электронного захвата и барьера деления ($Q_{EC} - B_f$) были сделаны в двух предположениях для делимости $P_f = \Gamma_f / \Gamma_{tot}$. В первом варианте расчета предполагалось, что при энергии возбуждения, равной барьеру деления $\Gamma_f = 0,5\Gamma_{tot}$, и для расчета P_f использовалась известная формула Хила — Уилера для проницаемости параболического барьера [11]. Параметр кривизны барьера в расчетах принимался равным 1,0 МэВ. Такой подход равносителен предположению, что при энергиях возбуждения выше барьера деления Γ_{tot} практически равна делительной ширине. Во втором варианте расчета предполагалось, что $\Gamma_{tot} = \Gamma_f + \Gamma_\gamma$. В этом случае для расчетов P_f использовалась формула, предложенная в [12], а для расчетов Γ_γ — известная формула из работы [13]. Плотность уровней рассчитывалась по формуле Гильберта — Камерона [14]. Зависимость плотности уровней от орбитального момента и деформации не учитывалась. Результаты расчетов и их сравнение с экспериментальными значениями $P_{\beta df}$ для ${}^{188}\text{Bi}$ показаны на рис.2. Из рисунка видно, что величина барьера деления чрезвычайно чувствительна к методу расчета отношения Γ_f / Γ_{tot} и составляет $(9,6 \pm 0,9)$ МэВ и $(8,2 \pm 0,6)$ МэВ для первого и второго вариантов расчетов соответственно. Из рис.2 также следует, что для фиксированного варианта расчета точность определения величины B_f в основном, обусловлена точностью, с которой известна величина Q_{EC} . Для ${}^{196}\text{At}$ наблюдается такая же картина. Значение барьера деления равно $(8,6 \pm 0,9)$ МэВ для первого и $(7,4 \pm 0,6)$ МэВ для второго вариантов расчетов.

Жидкокапельная составляющая барьера деления (B_f^{LD}) меньше полного барьера деления на величину оболочечной поправки, которая

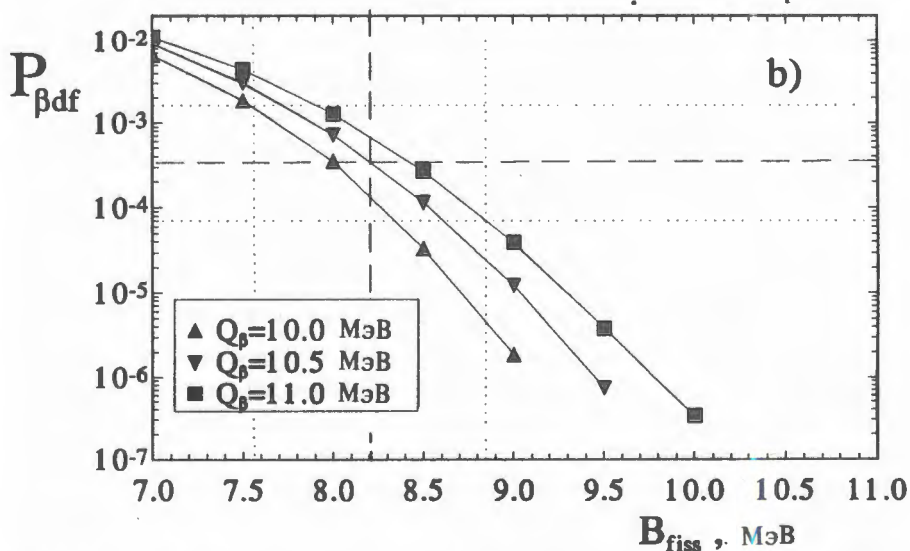
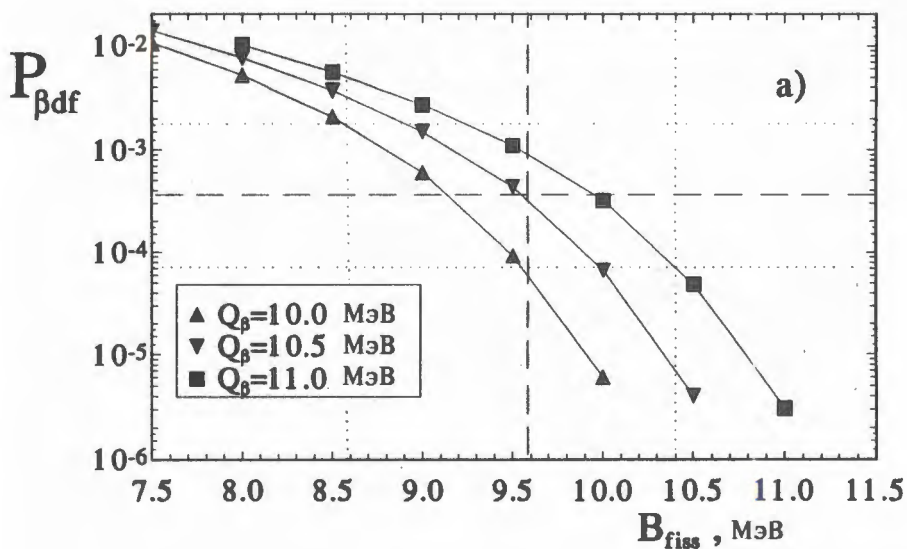


Рис.2. Сравнение расчетных и экспериментальной вероятностей запаздывающего деления для нуклида ^{188}Bi для двух вариантов расчета делимости: а) — по методу Хила — Уилера; б) — по методу Моретто

Таблица 3. Сравнение определенных из экспериментальных данных и теоретических значений для жидкокапельной составляющей барьеров деления нуклидов ^{188}Pb и ^{196}Po

B_f^{LD} , МэВ						
Нуклиды	[16]	[17]	[18]	Настоящая работа		Другие работы
				вар. I	вар. II	
^{188}Pb	11,1	10,0	9,4	$8,4 \pm 0,9$	$7,0 \pm 0,6$	$6,5 \pm 0,5$ [3]
^{196}Po	9,7	8,9	8,4	$6,8 \pm 0,9$	$5,6 \pm 0,6$	$7,1 \pm 0,5$ [6]

согласно расчетам [15] составляет 1,2 МэВ для ^{188}Pb и 1,8 МэВ для ^{196}Po . В табл.3 приведено сравнение полученных значений жидкокапельной составляющей барьеров деления для ^{188}Pb и ^{196}Po с результатами некоторых теоретических расчетов и с величинами, полученными из анализа данных по сечениям образования этих нуклидов в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами. Из таблицы видно, что значения B_f^{LD} , полученные из данных о вероятности запаздывающего деления при втором варианте расчета $\Gamma_f / \Gamma_{\text{tot}}$, неплохо совпадают с величинами барьеров, получаемыми из данных о сечениях образования этих нуклидов в реакциях с тяжелыми ионами. При использовании для вычисления делимости приближения Хила — Уилера значения B_f^{LD} хотя и увеличиваются на 1,2—1,4 МэВ, но все же остаются меньше теоретических на 1,0—1,5 МэВ. Таким образом, несмотря на неопределенность, связанную с неоднозначностью в выборе метода расчета $\Gamma_f / \Gamma_{\text{tot}}$, полученные из данных по запаздывающему делению значения B_f^{LD} не противоречат предположению о более быстром, чем это предсказывает теория, уменьшении барьеров деления в области нейтронодефицитных ядер.

В заключение необходимо отметить, что учет в расчетах таких факторов, как резонансная структура силовой функции β -распада, влияние спинов и структуры заселяемых в β -распаде состояний на величину Γ_p а также вклада в Γ_{tot} распадов с испусканием запаздывающих протонов и α -частиц, может привести только к дополнительному уменьшению барьеров, получаемых из сопоставления с расчетом.

Авторы благодарны Ю.А.Музычке и Б.И.Пустыльнику за полезные дискуссии и замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-3750).

Литература

1. Dahlinger M., Vermeulen D., Schmidt K.-H. — Nucl. Phys., 1982, A376, p.94.
2. Reisdorf W. et al. — Nucl. Phys., 1985, A444, p.154.
3. Андреев А.Н. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ 21531-92, Дубна, 1992, с.35.
4. Lazarev Ju.A. et al. — JINR Comm. E7-91-75, Dubna, 1991.
5. Lazarev Ju.A. et al. — Proc. Int. Conf. NFFS 6 and AMCO 9, 19—24 July, 1992, Bernkastel-Kues, Germany, abst. PE-49.
6. Андреев А.Н. и др. — ЯФ, 1990, т.52, в.3(9), с.640.
7. Warstra A.H., Audi G., Hoekstra R. — ADND, 1988, 39, p.281.
8. Джелепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. — Бета-процессы. Л.: Наука, 1972.
9. van Duppen P. et al. — Nucl. Phys., 1991, A529, p.286.
10. Table of Isotopes, edited by C.M. Lederer and V.S. Shirley. John Wiley and Sons, INC, New York, 1978.
11. Hill D.L., Wheeler J.A. — Phys. Rev., 1953, v.89, p.1102.
12. Moretto L.G. — Phys. and Chem. of Fission. Proc. of Symp. Rochester, 1973, IAEA-SM-174/204, p.329.
13. Stolovy A., Harvey J.A. — Phys. Rev., 1957, v.108, p.353.
14. Gilbert A., Cameron A.G.W. — Can. J. Phys., 1965, 43, p.1446.
15. Moller P., Nix J.R. — Preprint LA-UR-86-3983, Los Alamos, 1986.
16. Krappe H.J., Nix J.R. — In: Phys. and Chem. of Fission, IAEA, Vienna, 1974, v.1, p.159.
17. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — Ann. of Phys., 1974, v.82, p.557.
18. Sierk A.J. — Phys. Rev., 1986, C33, p.2039.

Рукопись поступила 22 июня 1993 года.

EXPERIMENTAL STUDY OF MULTIPLICITY DEPENDENCE OF CUMULATIVE PION PRODUCTION IN FRAGMENTATION OF RELATIVISTIC DEUTERONS AND CARBON NUCLEI

S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.K.Bondarev, Yu.T.Borzunov, O.V.Egorov, L.B.Golovanov, V.I.Ilyushchenko, A.Yu.Isupov, A.N.Khrenov, A.D.Kirillov, V.I.Kolesnikov, V.A.Kuznetsov, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, P.K.Maniakov, G.L.Melkumov, I.I.Migulina, A.S.Nikiforov, S.G.Reznikov, P.A.Rukoyatkin, A.Yu.Semenov, V.A.Smirnov, A.L.Svetov, A.P.Tsvinev, P.I.Zarubin, M.Pentia¹, B.Słowiński², I.Atanasov³, I.Ts.Ivanov³, V.N.Penev³

4.5·A GeV/c deuteron and carbon nucleus fragmentation into cumulative pions has been measured on various target nuclei in the range of the scale variable within 0.6—1.6 corresponding to the region around the kinematical limit of free nucleon-nucleon collisions. The target nucleus atomic weight dependence significantly differs from the volume type dependence on the atomic weight previously established for a fragmenting nucleus. A weak multiplicity dependence of the target nucleus fragmentation supports the limiting fragmentation picture of the process.

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

Экспериментальное исследование зависимости образования кумулятивных пионов от множественности при фрагментации релятивистских дейтронов и ядер углерода

С.В.Афанасьев и др.

Исследована фрагментация дейтронов и ядер углерода с импульсом 4,5·A ГэВ/с в кумулятивные пионы на различных ядрах мишени в диапазоне масштабной переменной 0,6—1,6 вблизи кинематического предела свободных нуклон-нуклонных соударений. Зависимость от атомного веса ядра мишени значительно отличается от установленной ранее объемной зависимости от веса фрагментирующего ядра. Слабая зависимость от множественности фрагментации ядра мишени указывает на справедливость картины предельной фрагментации в этом процессе.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

¹Bucharest Institute for Physics and Nuclear Engineering, Romania

²Warsaw University of Technology, Poland

³Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, BAN, Sofia, Bulgaria

1. Introduction

One of the firmly established properties of the spectra of secondary particles produced in a fragmentation of nuclei is a transition to an asymptotic behaviour [1,2] starting from a primary collision energy of $4 \cdot A$ GeV when a rapidity gap $\Delta y \approx 2$ between colliding nuclei is reached. The invariant differential cross-sections presented vs relativistic invariant scale variables are becoming weakly dependent on the collision energy and the type of colliding hadrons and nuclei [4,5,6,7].

The transition to the regime of limiting fragmentation of nuclei in a few GeV collision energy region is closely related to the transition to particle production with momenta kinematically forbidden for free nucleon-nucleon collisions. It makes possible to provide at least the same rapidity gap between a fragmenting nucleus and a secondary particle. The relativistic invariant approach [9] to the multiple process analysis in a 4-velocity space gives a unification of these conditions on the basis of the depletion correlation principle.

The measurements of cumulative hadron spectra, i.e. hadrons produced beyond a kinematic limit of a free nucleon-nucleon collision in a limiting fragmentation region of nuclei, were carried out over a wide variety of colliding hadrons and nuclei with a detailed analysis of production angle and momentum dependences. The behaviour of the differential cross-sections was followed over nine orders of magnitude and the few nucleon kinematic limits of a collision were reached. However, an inclusive approach has the definite limits for answering the questions about a cumulative hadron production mechanism.

A limiting fragmentation picture [3] should be systematically verified in nucleus-nucleus collisions with measurement of a secondary particle multiplicity. A simultaneous multiplicity study opens up an opportunity to compare inclusive spectra of secondary particles at various degrees of reaction inelasticity, and to turn the process interpretation in terms of a number of wounded nucleons, a collision impact parameter and other theoretical model related parameters. In particular, the semiexclusive approach gives an additional chance to test the ideas about a quark origin [8] of a cumulative π -meson production through an experimental estimate of the pion formation length and nuclear transparency.

2. Scale Variable — Cumulative Number

Let us define a kinematic region for cumulative particle production. The minimum fractions of the 4-momenta of colliding nuclei, X_I and X_{II} , satisfying the total 4-momentum conservation law for production of a

particle with the 4-momentum P_I and the mass m_1 are expressed by the relativistic invariant equation for a squared minimum 4-momentum of a reaction recoil [8] — cumulative number:

$$(X_I P_I + X_{II} P_{II} - P_1)^2 = (X_I m_0 + X_{II} m_0 + m_2)^2,$$

where P_I and P_{II} are the 4-momenta of colliding nuclei per nucleon; m_0 , nucleon mass; m_2 , the mass for additional particles needed to obey the quantum number conservation rules (for pions $m_2 = 0$). Putting $X_{II} = 1$ for the target nucleus, one can derive an expression for X_I (the cumulative number of a projectile nucleus) with the mass corrections taken into account:

$$X_I = \frac{(P_{II} P_I) + m_0 m_2 + (m_2^2 - m_1^2)/2}{(P_I P_{II}) - m_0^2 - (P_I P_I) - m_0 m_2}.$$

The physical meaning of the variable X_I is becoming more clear in a high energy approximation $X_I \approx P_{1z}/P_{beam}$, where P_{1z} and P_{beam} are a particle longitudinal momentum and a nucleon mean momentum in a projectile nucleus. The variable X_{II} has a well-known light cone variable as a high energy limit. In a limiting fragmentation region of a nucleus I the particle spectra have an exponential dependence of X_I and practically don't depend on X_{II} [13].

In the previous paper [10] we measured the target dependence of the spectra of cumulative pions in a fragmentation of relativistic deuterons. The present study includes pilot results on the associated charged multiplicity of the process of a deuteron and a carbon nucleus fragmentation on carbon and lead targets.

3. Experimental Procedure

The measurements were taken on a 4.5 A GeV/c deuteron and carbon nucleus beam of Dubna Synchrophasotron with an intensity of $10^5 - 10^6 \text{ s}^{-1}$. The SPHERE forward magnetic spectrometer [10] (fig.1) consisted of:

- a beam particle monitoring telescope consisting of three scintillation counters; the amplitude spectrum of one of the counters is shown in fig.2;

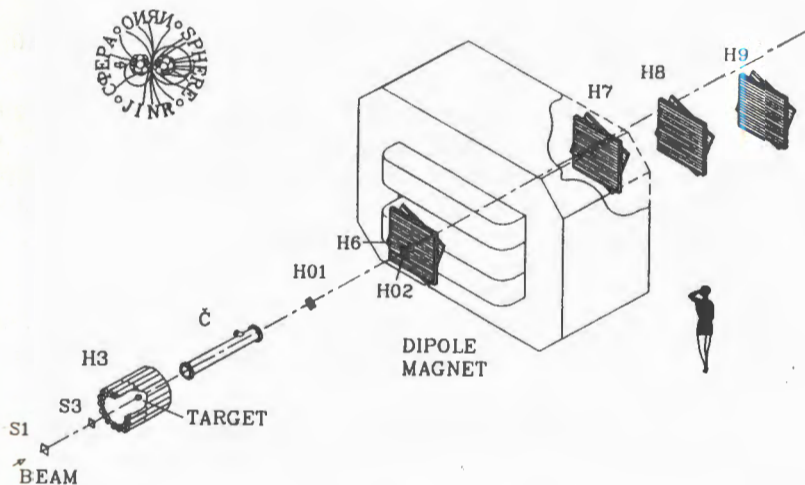


Figure 1. Layout of the SPHERE forward scintillation spectrometer

Beam Monitor Counter S3 Amplitude Spectrum

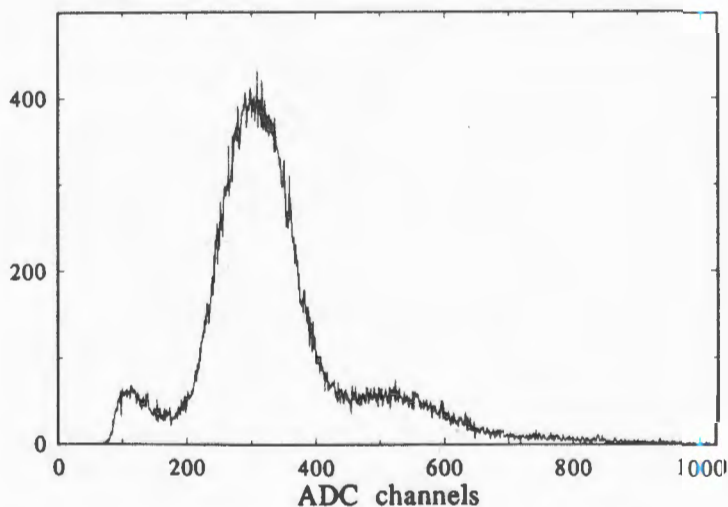


Figure 2. The amplitude spectrum of a beam monitoring counter

- a changeable target placed at 700 cm in front of the magnet center; the carbon and lead target thicknesses are 3.24 g/cm^2 and 10.5 g/cm^2 ; the liquid hydrogen target was used to obtain a reference fragmen-

tation spectrum; the hydrogen container has a spherical shape with a 60 mm internal diameter;

- a two-layer cylindrical scintillation hodoscope intended for a total and hard charged multiplicity tagging in an azimuthal angle from 20° to 90° ; each cylinder consists of 18 counters providing a polar angle segmentation; the hodoscopes are interleaved by a 40 mm thick steel absorber suppressing a soft multiplicity up to a proton transverse momenta $p_T < 600$ MeV/c;
- a dipole frame type magnet with a 68 cm gap; the poles are 100 cm wide and 150 cm long; the maximum field in the magnet center is 0.82 T;
- a high-pressure gas threshold Cherenkov counter; it provides a 1 ns timing resolution;
- two 16×16 cm² hodoscopes; each hodoscope consists of two planes containing 16 counters $160 \times 9 \times 3$ mm³ in size;
- four three-coordinate hodoscopes of a 1 m² area; each hodoscope plane contains twenty three $1000 \times 40 \times 5$ mm³ counters.

The solid angle acceptance of the spectrometer is about 10^{-4} sr and the momentum acceptance extends from 2.5 to 6 GeV/c covering X_f from 0.5 to 2.0 in a single exposition. The main points of the event selection procedure are following;

- an effective selection of relativistic π -mesons are worked out by the trigger logic; a trigger is provided by a coincidence of signals from the beam monitor, the Cherenkov counter, and the hodoscopes placed behind the magnet; the timing spectra of coincidences are shown in fig.3;
- a pion track was selected in the negative charge wing of the magnet; the momentum is calculated from the angle between the horizontal projection of a deflected track and the primary beam axis; the dispersion of production angles is negligible;
- a hitted counter number of the inner layer of the cylinder hodoscope is assigned the total charged multiplicity of an event, n_{ch} ; a lower multiplicity cut $n_{ch} > 0$ in the data analysis reflects a trigger logic selection applied for a reduction of a target-off contribution;
- a hard charged track multiplicity, N_{ch} is estimated by the number of azimuthal angle coincidences of hitted counters of the inner and outer layers.

Trigger Timing Monitor - Detector Coincidence TDC Spectra

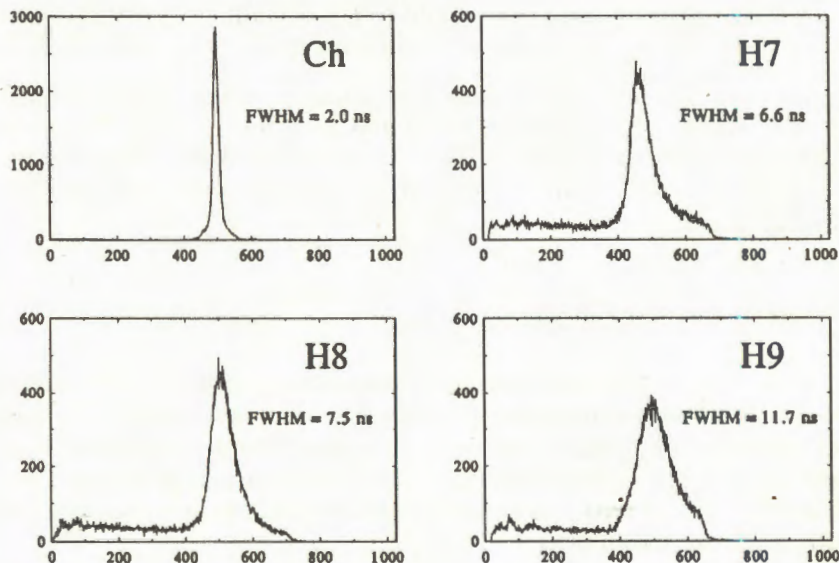


Figure 3. Timing spectrum of Ch, H7, H8, H9 trigger coincidences

4. Deuteron Fragmentation

The dependence of the projectile nucleus fragmentation cross-section on the target nucleus mass number, the A dependence, is a simplest way to draw preliminary conclusions about the interaction between a π meson and a target nucleus. It is convenient to describe A dependence by a power law parameterization, A^α .

We have measured [10] the power value of the A dependence of the cross-section for 4.5-A GeV/c deuteron fragmentation into cumulative pions on carbon, aluminium, copper and lead nuclei for X_f within 0.8—1.2 and the mean value $\langle\alpha\rangle = 0.27 \pm 0.09$ was obtained in this interval. The target atomic mass number dependence significantly differs from the volume type dependence [4] on the fragmenting nucleus atomic mass number where a value of α around 1 was found. The obtained value seems to indicate a peripheral character of the interaction between a target nucleus and a deuteron fragmenting into a cumulative pion. Formerly similar conclusions were drawn by the Berkeley group [12] for fragmentation of light relativistic

nuclei into pions — a power value of 0.4 was obtained for α particles. In a more general sense, such asymmetry in A dependences follows a limiting fragmentation concept.

We have estimated mean values and r. m. s. of multiplicity distributions; $\langle n_{ch} \rangle = 1.32$ with $\sigma_{n_{ch}} = 1.34$ for d-C collisions; for d-Pb — 2.46 and 2.24, respectively. The fraction of events containing a hard track candidate doesn't exceed 15% for carbon target and 16% for lead one. Thus, the mean values and a hard component fraction show a weak dependence on the fragmenting nucleus atomic mass number and point in favour of the peripheral collision picture.

5. Carbon Fragmentation

As a continuation of the deuteron fragmentation study we have carried out similar measurements of $4.5 \cdot A$ carbon nucleus fragmentation. The pion spectra are obtained on carbon and lead targets. Besides, the liquid hydrogen target was used to get reference data for nuclear media effects. Typical spectra of pions produced in carbon-carbon collisions at various reaction multiplicities are shown in fig.4.

Our main interest is to derive physical conclusions on the basis of spectrum ratio behaviour. These ratios are acceptance and systematic correction free values. The mean values $\langle R \rangle$ and r. m. s. σ_R of each set of the ratio values corresponding to the definite multiplicity cut were calculated and a ratio

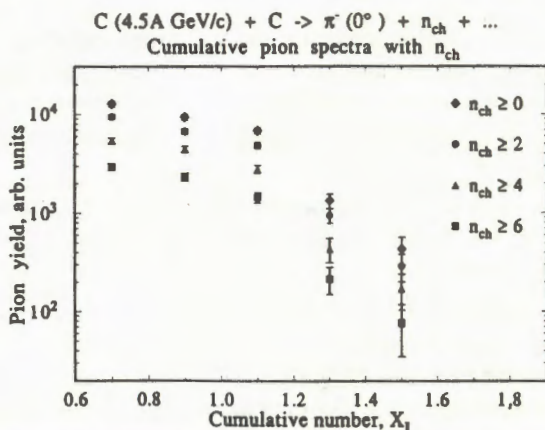


Figure 4. Spectra of straightforward produced pions in carbon-carbon collisions vs scale variable X_1 at various cuts on a total event multiplicity, n_{ch}

$\sigma_R/\langle R \rangle$ was accepted as a relative estimate of a spectrum distortion in the covered region of X_I , $0.6 < X_I < 1.6$.

5.1. Carbon — Carbon Collisions. The experimental points in fig.4 correspond to the bin centers of the variables X_I . The characteristic feature of the spectra is similarity of the shape at different multiplicities of the reaction, n_{ch} and this leads to a stability of the ratios of the spectra to the inclusive one (fig.5) within 10% margins around a mean value of each set of points. Fig.6 shows the ratios of the spectra to the inclusive pion spectrum obtained on the liquid hydrogen target. In this case a spectrum distortion can be estimated at a level of less than 50%.

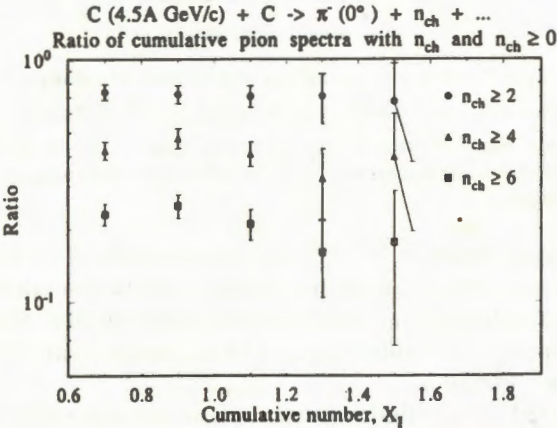


Figure 5. Ratio of the pion spectra produced on a carbon target with variation of n_{ch} to the inclusive spectrum

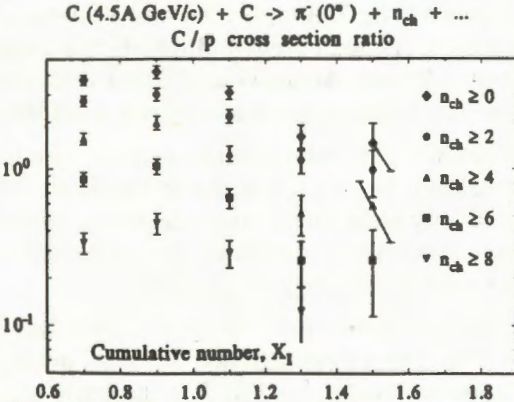


Figure 6. Ratio of the pion spectra produced on a carbon target to the inclusive spectrum from the hydrogen target

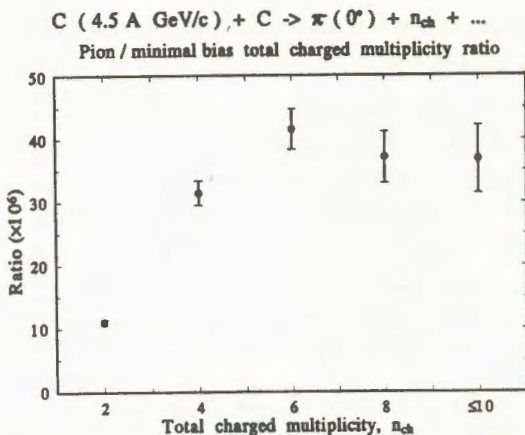


Figure 7. Ratio of n_{ch} multiplicity distribution with a pion produced in a cumulative number range $0.6 < X_f < 1.6$ to a minimal bias event multiplicity. The multiplication factor on the ordinate axis takes into account the difference in beam particle fluxes

As it was established in the inclusive experiments [8] the invariant differential cross-sections of cumulative particle production fall down to three orders of magnitude with an increase of the scale variable from 0.6 to 1.6. Thus, the estimated distortion appears to be insignificant with respect to the cross-section variation.

We compared the multiplicity distribution corresponding to cumulative pion production and the minimal biased multiplicity distribution of carbon-carbon collisions in an angular range of the cylinder hodoscope. The ratio of the distributions is shown in fig.7. A rapid raise and a subsequent saturation can be seen with a growth of a total event multiplicity to a total charge limit.

5.2 Carbon-Lead Collisions. An upper total charged multiplicity cut was applied $n_{ch} < 8$ for a lead target in order to suppress a contribution of multiple interactions of beam nuclei and nuclear fragments. This limit is derived from the experimental data putting a demand on the linear behaviour of an accompanying multiplicity yield with a target thickness. In the case of carbon-lead collisions we are able to estimate the event inelasticity by an accompanying hard track multiplicity, N_{ch} (see fig.8).

Figure 9 gives limit of a distortion with respect to the inclusive spectrum within a margin of 30%. For a fragmentation on target protons (fig.10) we obtain distortion upper estimate of 60%. For the hard multiplicity part (fig.11) a rapid fall down can be seen with respect to a hard multiplicity part of minimal bias events.

C (4.5A GeV/c) + Pb $\rightarrow$ π (0°) + n_{ch} + X
Hard charged multiplicity distribution for lead target

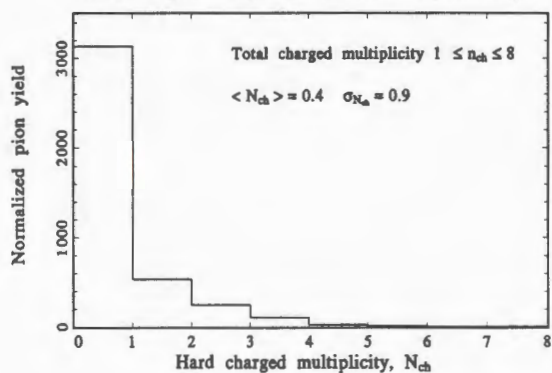


Figure 8. The multiplicity distribution of hard tracks ($P_T > 600$ MeV/c for protons) N_{ch} in the cylinder hodoscope

C (4.5A GeV/c) + Pb $\rightarrow$ π (0°) + n_{ch} + ...
Ratio of cumulative pion spectra with N_{ch} and $N_{ch} \geq 0$

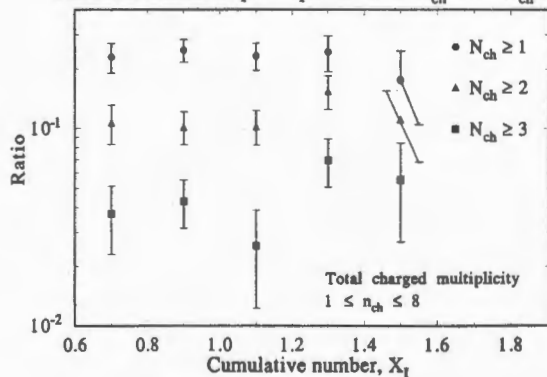


Figure 9. Ratio of the pion spectra produced on a lead target with variation of hard multiplicity N_{ch} to the inclusive spectrum

C (4.5A GeV/c) + Pb $\rightarrow$ π (0°) + n_{ch} + ...
Pb/p cross section ratio

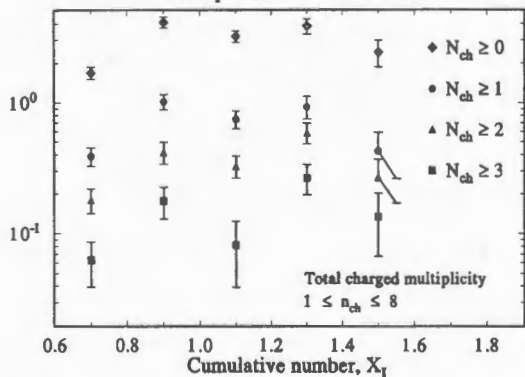


Figure 10. Ratio of the pion spectra produced on a lead target to the inclusive spectrum from the hydrogen target

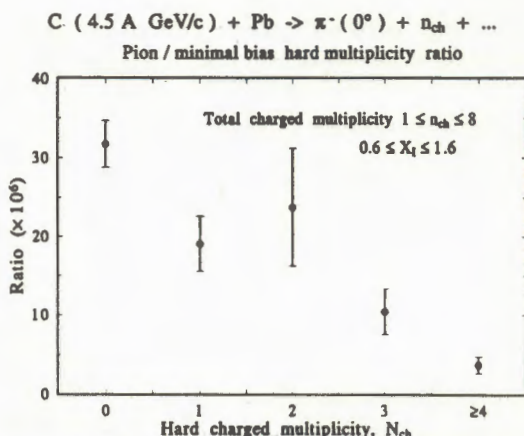


Figure 11. Ratio of N_{ch} multiplicity distribution with a pion produced in a cumulative number range $0.6 < X_1 < 1.6$ to a minimal bias event multiplicity

6. Conclusions

To summarize, the influence of a target nucleus on cumulative π^- meson spectra straightforward produced in a fragmentation of light relativistic nuclei was studied at various degrees of the reaction inelasticity.

We doesn't observe an indication of effects of a significant modification of the spectrum shape with respect to the inclusive spectra obtained on proton, carbon and lead targets. It points to a weakness of secondary interaction contribution in a cumulative pion production. We consider these results as a confirmation of the validity of the limiting fragmentation hypothesis applied to high multiplicity nucleus-nucleus collisions.

A natural extension of this study is a systematic shift to more inelastic collisions. Spectra of cumulative pions are considered to be a manifestation of the quark-parton structure function of nucleus [8]. From this point of view our approach permits «tagging» of «superfast» quarks in a fragmenting nucleus and opens up possibility to study details of hadronization process in correlation measurements.

Besides, it appears to be particularly interesting to study nuclear collisions in a region where both X_1 and X_{11} are essential [13]. For instance, highly inelastic collision could lead to a dramatic change of a power of the A dependence. In this case a cumulative particle tags a process of collision of high momentum components in both nuclei or fluctuations of nuclear density.

Acknowledgements

This study was carried out in the framework of the SPHERE Project of the Joint Institute for Nuclear Research. We express our sincere gratitude to Academician A.M. Baldin for stimulating discussions and critics. We are also indebted to the members of the Dubna Synchrophasotron Staff and the Beam Transport Group. An important financial support was provided from the Russian Fund of Fundamental Researches (grant №93-02-3773).

References

1. Baldin A.M. — Prog. in Part. and Nucl. Phys., 4 Ed. by D. Wilkinson, Pergamon Press, 1980, p.95.
2. Stavinsky V.S. — Sov. J. Part. and Nucl., 1979, 10, n.5, p.373
3. Benecke J. et al. — Phys.Rev., 188, p.2159.
4. Baldin A.M. et al. — Sov. J. Nucl. Phys., 1975, 20, p.629.
5. Schroeder L.S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, 43, n.24, p.1787.
6. Nikiforov N.A. et al. — Phys. Rev., 1980, C22, n.2, p.700.
7. Gavristhuk O.P. et al. — Nucl. Phys., 1991, A523, p.589.
8. Baldin A.M. — Nucl. Phys., 1985, A434, p.695.
9. Baldin A.M. et al. — Zeitschrift für Physik, 1987, C33, p.363.
10. Afanasiev S.V. et al. — JINR Rapid Communications 5[51]-91, Dubna, 1991, p.5 (to be published in Physica Scripta).
11. Afanasiev S.V. et al. — JINR Rapid Communications 1[58]-93, Dubna, 1993, p.21.
12. Moeller E. et al. — Phys. Rev., 1983, C28, n.3, p.1246.
13. Litvinenko A.G. et al. — JINR Rapid Communications 1[58]-93, Dubna, 1993, p.27.

Received on June 22, 1993.

EXPERIMENTS ON RELATIVISTIC NUCLEAR PHYSICS IN BEAMS OF DUBNA SYNCHROPHASOTRON AND NUCLOTRON

A.M.Baldin, A.I.Malakhov

The programme of the experiments on relativistic nuclear physics at the Dubna Synchrophasotron and the new superconducting accelerator Nuclotron, is reviewed. The main goal of the experiments is the study of the manifestation of the quark-gluon degrees of freedom in nuclei. The beam energies of both accelerators exceed the energy at which the asymptotic regime sets ($0.3 + 4.5$ AGeV). It makes possible to study practically all the characteristics of strongly excited nuclear matter. The project of the SPHERE 4π spectrometer, at which the first results have been obtained, is given in more detail.

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

Эксперименты по релятивистской ядерной физике в пучках дубненского Синхрофазотрона и Нуклотрона

А.М.Балдин, А.И.Малахов

Дан обзор программы экспериментов по релятивистской ядерной физике на Синхрофазотроне Дубны и новом сверхпроводящем ускорителе Нуклотрон. Главная цель экспериментов — поиск проявления кварк-глюонных степеней свободы в ядрах. Энергия пучков обоих ускорителей соответствует энергии выхода на асимптотический режим $0,3—4,5$ А ГэВ. Это позволяет изучать практически все характеристики сильновозбужденной ядерной материи. Проект СФЕРА 4π -спектрометра, на котором получены первые результаты, представлен более подробно.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Relativistic Nuclear Physics

Relativistic nuclear physics deals with the study of processes in which the constituents of nuclear matter move with relative velocities close to the velocity of light. The quantitative criteria of this closeness and the classification of nuclear interactions are presented below on the basis of a relativistic invariant approach [1] to the description of hadronic processes.

In this approach, the multiple particle production processes proceeding in collisions of particles (or nuclei) I and II :

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots \quad (1)$$

are described in the velocity space $u_i = p_i/m_i$, where p_i are the four-momenta of particles involved in the reaction: $i = I, II, 1, 2, 3, \dots$, their masses. The components

$$u_i^0 = \frac{E_i}{m_i}; \quad u_i^x = \frac{p_i^x}{m_i}; \quad u_i^y = \frac{p_i^y}{m_i}; \quad u_i^z = \frac{p_i^z}{m_i}$$

are regarded as the coordinates of a point in a four-dimensional space (the end point of the four-vector).

The approach enables us to use all the available experimental information on the basis of the methods of self-similarity, incomplete self-similarity, automodelity and intermediate asymptotics. Employing this method, it was found to be possible to answer the following questions:

- How to describe the states of strongly excited nuclear matter in terms of observable dimensionless quantities?
- Can anything like equilibrium of excited matter be reached in nuclear collisions?
- To what extent the quasi-stationary states of strongly excited matter are due to color degrees of freedom? Is it possible to describe them on the basis of QCD?
- How to determine the conditions for which nucleons or, in general, hadrons lose their identity so that the subnucleonic degrees of freedom play the dominant role in nuclear matter?

The approach makes it possible to:

- i) classify hadron and nucleus interactions;
- ii) find the laws describing multinucleon interactions of subthreshold and cumulative particle production [2,3];
- iii) check the phenomenological theories formulated in terms of macroscopic variables (energy density, temperature, pressure, and so on).

Multiple particle production processes are described with the aid of relativistic invariant dimensionless quantities

$$b_{ik} = - \left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k} \right)^2 = - (u_i - u_k)^2 = 2[(u_i u_k) - 1]. \quad (2)$$

In addition to the hitherto used reasons of dimensionality and invariance, we utilize a hypothesis that when certain $b_{\alpha\beta}$'s tend to infinity the cross sec-

tions possess a definite asymptotic behavior. From the mathematical point of view, the self-similarity principle for relativistic invariant distributions (cross sections) is formulated as follows [4]:

$$W(b_{\alpha k}, b_{\alpha\beta}, b_{\beta k}, \dots) = \frac{1}{b_{\alpha\beta}^n} \cdot W^1 \left(b_{\alpha k}, x_k = \frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}}, \dots \right). \quad (3)$$

W^1 seems to be independent of $b_{\alpha\beta}$ and has self-similarity with respect to this variable. The self-similarity parameter x_k at $b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$ turns into the well-known light cone variable. The law (3) is valid with a definite accuracy and in definite limits of change of the variable $b_{\alpha\beta}$. Therefore the appropriate behavior is called intermediate asymptotics. It is easier to determine the quantities n from models or equations than to find general solutions.

As experiments show, the invariant distributions (cross sections) $W(\dots, b_{ik}, \dots)$ possess universal properties and are very important when planning experiments. A special case $\alpha = I, \beta = II$ and $n = 0$ is equivalent to the phenomenon of limiting fragmentation [5].

$$\begin{aligned} E_1 \frac{d\sigma}{dp_1} &= F(b_{III}, b_{II}, b_{III})|_{b_{III} \rightarrow \infty} \rightarrow F \left(b_{III}, x_1 = \frac{b_{II}}{b_{III}} \right) = \\ &= \frac{2}{m_1^2} \cdot \frac{d^2\sigma}{db_{III} dx_1} = \varphi(p_1). \end{aligned} \quad (4)$$

Of two self-similarity parameters b_{III} and x_1 only the latter is scale invariant. Hence, it follows that scale invariance is a particular case of self-similarity for fixed b_{III} . In 1971 [6] it was suggested that scale invariance shows a local character of interactions, when they proceed at distances much smaller than characteristic nuclear sizes (nucleon form factors, internucleon distances). In terms of the measurable quantities, it means that for relative nuclear velocities b_{III} much larger than characteristic velocities of internal motions in hadrons the cross sections are no longer dependent upon b_{III} . Experiments show that this regime is achieved for

$$b_{III} \sim 5 + 8$$

which corresponds to the kinetic energy of a nuclear beam of ~ 3.5 A GeV.

One of the most important conclusions obtained from works dealing with the analysis of multiple particle processes in the velocity space is the

conclusion about the existence of two characteristic scales (correlation lengths): 1) $b_{ik} \sim b_1 \approx 10^{-2}$, nuclear scale, and 2) $b_{ik} \sim b_2 \sim 1$ quark scale [7].

We suggest to perform the classification of relativistic nuclear collisions on the b_{ik} basis in the following manner:

i) The domain $b_{ik} \sim 10^{-2}$ corresponds to the interaction of nuclei as weakly bound systems consisting of nucleons. This is the domain of classic nuclear physics.

ii) The domain $0.1 \leq b_{ik} < 1$ is an intermediate one. Here the quark degrees of freedom are important in rebuilding hadron systems.

iii) In the region $b_{ik} \gg 1$ hadrons lose their meaning of the quasi-particles of nuclear matter and nuclei should be considered as quark-gluon systems. The physical meaning of the criterion $b_{ik} \gg 1$ is as follows; at rather large relative velocities the interaction between the quarks entering object i and those entering object k becomes so weak that it can be treated by perturbation theory at a constituent level.

2. Accelerator Centre of the Laboratory of High Energies (LHE)

Since 1957 the major research facility of LHE has been the Synchrotron which provides nuclear beams shown in Table 1.

At present, feasibility studies are being performed for the possible concurrent use of heavy-ion beams ($0.3 + 4.5$ A GeV), polarized and aligned deuteron beams and secondary beams (neutrons, pions). Running time is 4000 h per year. Heavy-ion acceleration takes about 70 percent of the beam time. The possibilities for research will be substantially expanded after putting the world's first superconducting accelerator for relativistic nuclei, Nuclotron, into operation.

A schematic view of the LHE accelerator centre and experimental area are given in Fig.1. The main parameters of the accelerators are given in Table 2.

The classification of relativistic nuclear collisions on the b_{ik} basis and eqs.(3,4) shows that at an energy of 6 A GeV, the Nuclotron beams can be used for studying practically all the characteristics of strongly excited nuclear matter, including their asymptotic values. The commissioning effort of the Nuclotron has begun and the beam's orbit around the superconducting was successfully completed in March 1993.

Table 1

Beam	Intensity (particle per cycle)		
	Synchrophasotron (now)	Nuclotron (plan)	
		1st stage	2nd stage
p	$4 \cdot 10^{12}$	10^{11}	10^{13}
n	10^{10}	$5 \cdot 10^9$	10^{13}
d	$1 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{10}$	10^{13}
d $\uparrow$	$1 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^8$	10^{11}
^3He	$2 \cdot 10^{10}$		
^4He	$5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{12}$
^7Li	$2 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{12}$
^{12}C	10^9	$7 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{12}$
^{16}O	$5 \cdot 10^7$		
^{20}Ne	10^4	10^8	$5 \cdot 10^9$
^{24}Mg	$5 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{11}$
^{28}Si	$3 \cdot 10^4$		
^{40}Ar	—	$3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^9$
^{56}Fe	—	—	10^{11}
^{65}Zn	—	—	$5 \cdot 10^{10}$
^{84}Kr	—	$2 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^8$
^{96}Mo	—	—	$1 \cdot 10^{10}$
^{119}Sn	—	—	$2 \cdot 10^8$
^{131}Xe	—	10^7	$2 \cdot 10^8$
^{181}Ta	—	—	$1 \cdot 10^8$
^{238}U	—	$3 \cdot 10^6$	10^8

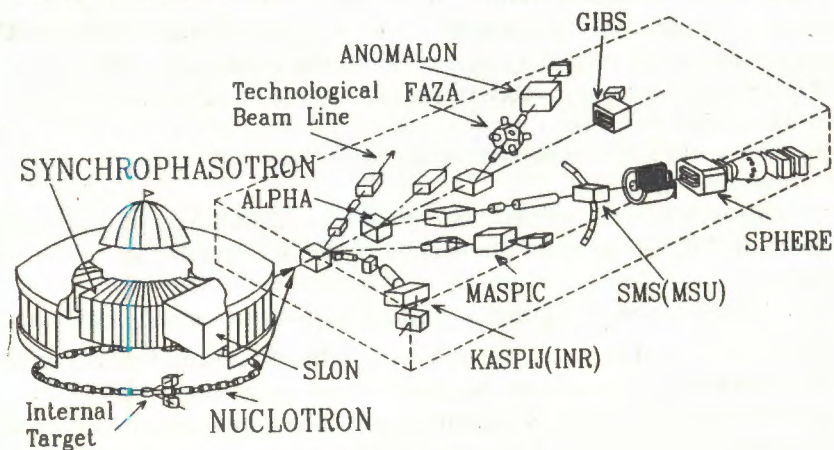


Fig.1

Table 2

Parameters		Nuclotron	Synchrophasotron
Energy (max)	A GeV	6	4
Repetition rate	p.p.s	0.5—1.0	0.1
Extraction time	s	10	0.5
Intensity	p.p.c	see Table 1	
Vacuum	Torr	10^{-10} — 10^{-11}	10^{-6} (10^{-7})
Consumed power	MW	1.5	8
Mac. magnetic field in dipoles	T	2.2	1.1
Tunnel circumference	m	250	
SC dipole magnets	N	96	
SC quadrupole lenses	N	64	
Dipole aperture	mm	110	

3. Research Program of Laboratory of High Energies (LHE) of JINR

The LHE experimental programme addresses to a broad range of forefront questions in relativistic nuclear physics and includes five principal areas of investigation:

- Spin observables
- Collective states and multiple particle production reactions in the collision of nuclei
- Multinucleonic interactions, subthreshold and cumulative processes
- Exotic and multiquark systems
- Jets, cumulative jets, nuclear reactions involving charmed quarks.

The main nearby goals are:

1. Experiments on relativistic nucleus-nucleus collisions
 - (a) search for manifestations of quark-gluon degrees of freedom in collisions of relativistic nuclei
 - (b) spin effects in light nuclei.
2. Development and upgrade of the LHE accelerator complex
 - (a) commissioning of the Nuclotron ring for internal target experiments
 - (b) upgrade of the injection and external beam transport systems.
3. Applied research program
 - (a) image detectors for applications in biology, crystallography, medicine and industry

(b) development of microstrip silicon detectors, new scintillator materials and electronics

(c) application of the particle channeling phenomena for beam extraction and transportation

(d) neutron generation in nuclear beams.

Presently, about 500 researchers representing more than 100 institutions are involved in experiments at the Synchrophasotron. All the user groups working at the Synchrophasotron have suggested their research programmes for the Nuclotron.

First priority directions are the study of multiple production in 4π -geometry and the construction of SPHERE Spectrometer, the first line experiments on the Nuclotron and the search for non-nucleon degrees of freedom and spin effects in few nucleon systems.

Fig.2 shows a program of the investigations on 4π detectors of the LHE:

- experiments on a cumulative particle production and correlated phenomena (SPHERE spectrometer)
- search for a manifestation of quark-gluonic degrees of freedom in collisions of relativistic nuclei and phase transitions in nuclei (SPHERE, FAZA, SYaO)

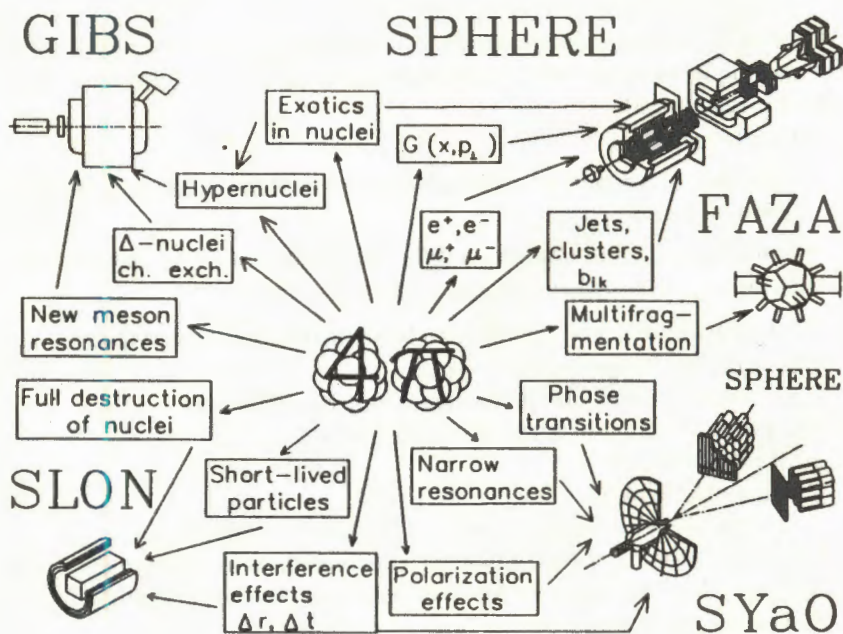


Fig.2

- a study of nuclear multifragmentation processes and a hyper- and Δ -nuclei production (SLON, FAZA, GIBS)
- Nuclotron internal target experiments: the two-arm EM calorimeter (SPHERE) and the intermediate mass fragment spectrometer (SYaO).

The basic detecting part of the GIBS is a Ne-filled $2 \times 1 \times 0.6$ m streamer chamber in a magnetic field of 0.9 T.

The SLON setup will provide new possibilities for the experimentalists with nuclear emulsion irradiation in high pulsed magnetic fields (~ 50 T).

The FAZA setup is a fragment multiplicity detector, consisting of 55 scintillation counters made of thin CsI(Tl) films, time-of-flight telescopes and a large area position-sensitive parallel-plate avalanche chamber.

The SYaO setup consists of the telescopes of semiconductor and scintillation detectors, exposed to the internal target of the accelerator.

Fig.3 shows a schematic structure of the search for non-nucleon degrees of freedom and spin effects in few nucleon systems at the LHE.

The ALPHA-INESS, ANOMALON and MASPIK setups are magnetic spectrometers on the basis of MWPC detectors.

The DISK is a magnetic spectrometer with the ΔE , ToF scintillation counters and Cherenkov detectors.

The disposition of the experimental setups you can see on fig.1.

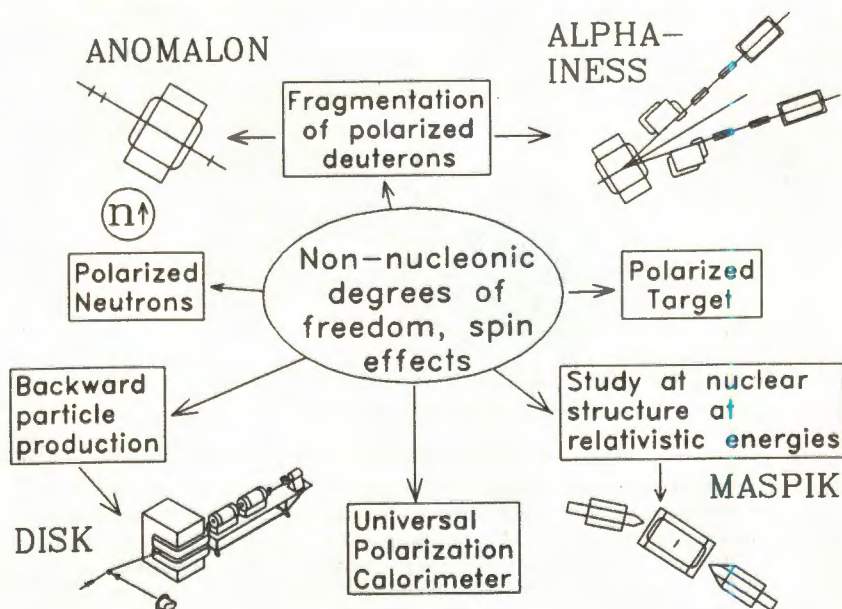


Fig.3

4. Investigation of Interactions of Relativistic Nuclei at the SPHERE 4π Detector

SPHERE (fig.4) is a 4π detector designed to obtain as much detailed information as possible on multiple cumulative particle production at the JINR Synchrophasotron and Nuclotron [8].

The spectrometer contains three major components: a central detector for the detection of particles from the target-nucleus fragmentation region, a forward detector covering the projectile-nucleus fragmentation region, and a target for the generation of muon pairs with a beam absorber. The central detector is used for the momentum and angle analysis of secondary particles produced in the target positioned in the centre of the superconducting solenoid. A uniform 1.5 Tesla field along the beam is produced in a superconducting coil 2.2 m in diameter and 2.6 m long. Particles at small angles ($< 5^\circ$) are detected by the forward magnetic spectrometer. The detector system consists of electromagnetic calorimeters, dE/dx and time of flight scintillator hodoscopes and Cherenkov counters identifying γ , e , π , K , p , d , t , α , etc. The tracks are measured with MWDC's and MWPC's. The

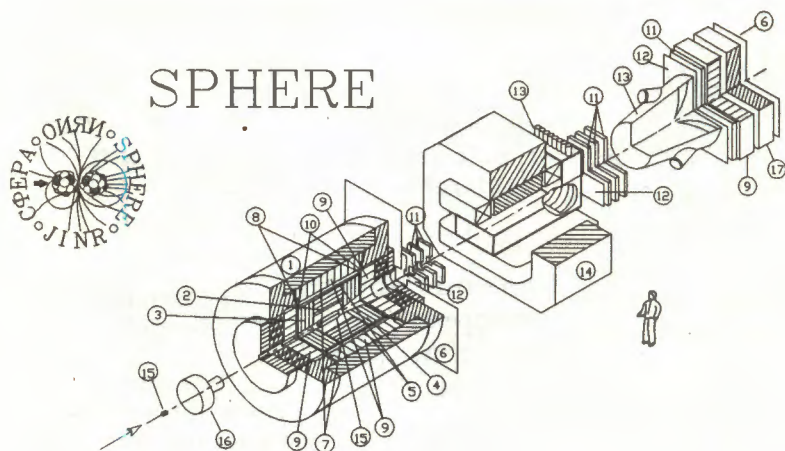


Fig.4. 1 — superconducting solenoid with iron yoke; 2 — central drift chamber; 3 — backward drift chambers; 4 — forward proportional chambers; 5 — cylindrical scintillation hodoscope; 6 — muon scintillation hodoscopes; 7 — cylindrical Cherenkov hodoscope; 8 — forward and backward Cherenkov hodoscopes; 9 — electromagnetic calorimeters; 10 — forward and backward scintillation hodoscopes; 11 — proportional chambers; 12 — scintillation hodoscopes; 13 — threshold gas Cherenkov counters; 14 — dipole magnet; 15 — targets; 16 — beam absorber; 17 — muon filter

beam intensities for the study of multiparticle production processes are 10^7 s^{-1} and up to 10^{11} s^{-1} for dimuon production. A fast data acquisition system is based on VME, FASTBUS and CAMAC.

The status of the spectrometer SPHERE is as follows: the first line of the forward detector was in operation since 1990, and it is hoped that the 4π detector will be completed by the middle of 1996. The main problems to be solved are to investigate the reactions of the production of two and more particles in the resonance region (in particular, the production of vector particles in the cumulative region), to study the production of lepton pairs in collisions of relativistic nuclei, and to investigate spin effects in large transverse momentum reactions.

To describe the cumulative processes the law of conservation of four-momentum is written in the form:

$$(X_I P_I + X_{II} P_{II} - P_1)^2 = (X_I m_0 + X_{II} m_0 + m_2)^2,$$

where $X_I P_I$ and $X_{II} P_{II}$ are the fractions of the momenta of colliding nuclei

$$0 < X_I < A_I, \quad 0 < X_{II} < A_{II}.$$

P_I and P_{II} are the four-momenta per nucleon; m_0 , the nucleon mass; m_2 , the mass of additional particles which should be taken into account for the laws of flavor conservation to be fulfilled (for pions $m_2 = 0$). In earlier paper on the cumulative effect it was assumed $X_{II} = 1$ and for X_I (cumulative number) use was made of the expression:

$$X_I = \frac{(P_{II} P_I) + m_0 m_2 + (m_2^2 - m_1^2)/2}{(P_I P_{II}) - m_0^2 - (P_I P_I) - m_0 m_2}.$$

In the region of limiting fragmentation of nucleus I , for $(P_I P_I) \sim (P_I P_{II}) \rightarrow \infty$, X_I turns into the light cone variable, and the particle spectra 1 are described by the exponential of this variable.

In 1990 a beam dump experiment on production of low-mass cumulative muon pairs by 9.0 GeV/c deuteron beam was performed at the JINR Synchrophasotron by means of the forward detector of the SPHERE spectrometer [9]. The physical goal of the experiment was to estimate dimuon yield at the available experimental facility. The results were obtained under an assumption of $E \cdot (d\sigma/dp) \approx C_{\mu\mu} \cdot \exp(-X/0.12)$.

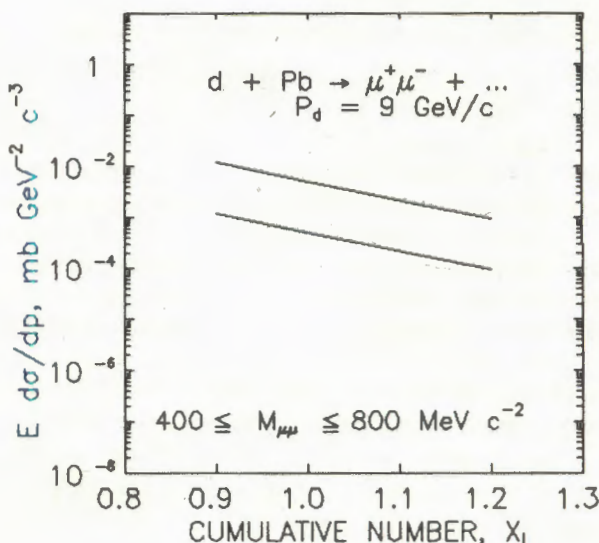


Fig.5

The upper (lower) threshold of the value of $C_{\mu\mu}$ was found to be 21 (2.1) $\text{mb} \cdot \text{GeV}^{-2} \cdot \text{c}^3$ for the region of $X_i \geq 0.9$ and $400 \leq M_{\mu\mu} \leq 800 \text{ MeV}/\text{c}^2$. Consequently, for a cumulative number $X_i = 1.2$ the value of $E \cdot (d\sigma/dp)$ is equal to 950 (95) $\text{nb} \cdot \text{GeV}^{-2} \text{c}^3$ (fig.5).

In 1991 the power value of A dependence of the cross-section for 9.0 GeV/c deuteron fragmentation into cumulative pions was measured on carbon, aluminium, copper and lead targets for cumulative numbers within 0.8—1.2 [10]. In this interval the mean value of the A dependence power is equal to 0.27 ± 0.09 (fig.6). Hence the target atomic weight dependence significantly differs from the volume type.

For the ratio of the cross sections for lead and carbon (fig.7) we observe a weak X -dependence which is in correspondence with a limiting fragmentation picture of cumulative production.

Charged target fragmentation multiplicity distributions are shown in fig.8. Mean values as well as fractions of hard component ($P_T > 600 \text{ MeV}/\text{c}$) show a weak dependence on the atomic weight of fragmenting nucleus [11].

In March 1992 the experimental data on cumulative pion production were acquired for a 9 GeV/c polarized deuteron beam bombarding polyethylene, carbon, tin and lead targets. A very preliminary analysis reveals the

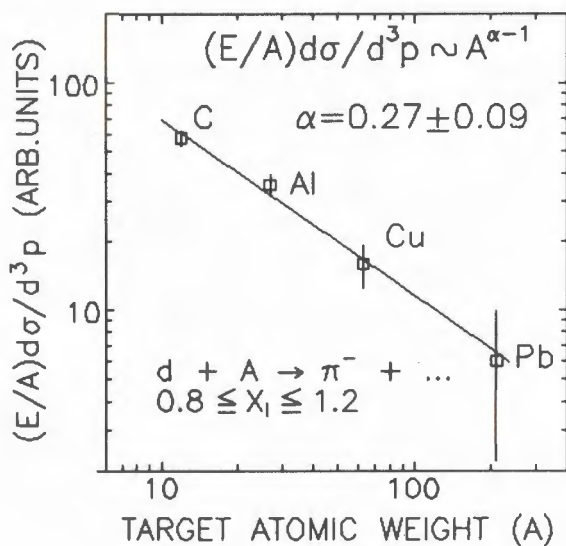


Fig.6

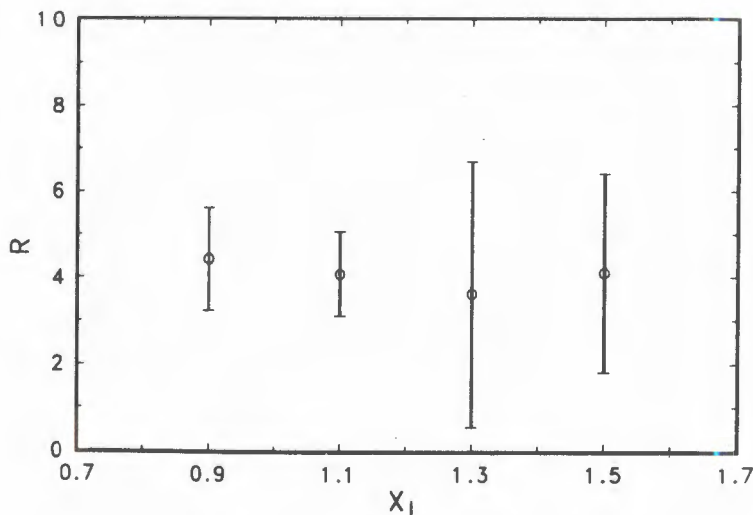


Fig.7

trand for a left-right asymmetry in the emission of particles accompanying the pion production at cumulative numbers 0.8—1.2, thus suggesting some spin effects in the cumulative productive processes under study.

$$d(8.9 \text{ GeV/c}) + A \rightarrow \pi^- (0^\circ, 0.8 < X_I < 1.2) + X$$

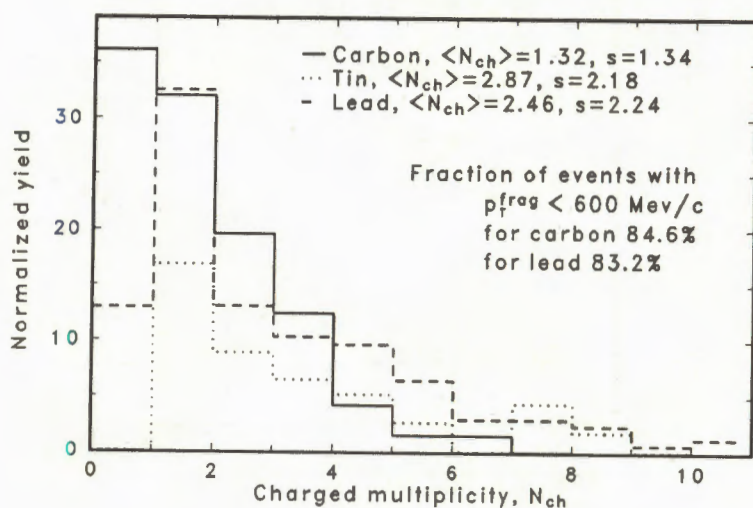


Fig.8

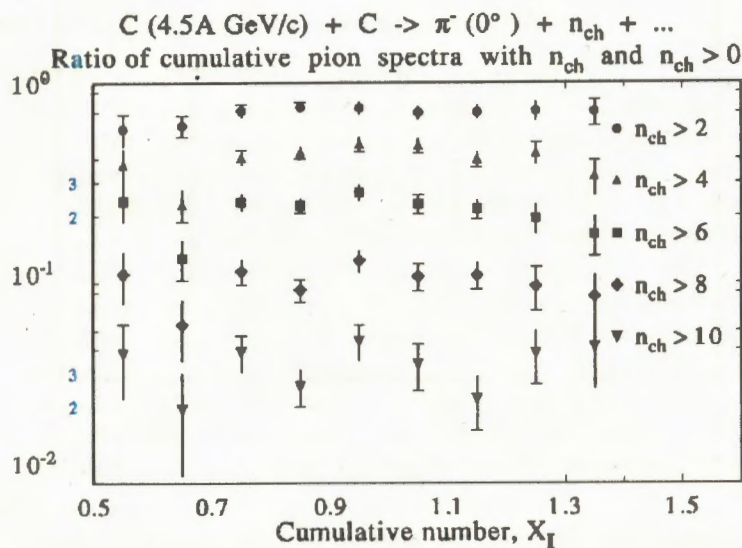


Fig.9

In October 1992 we had run in carbon beam. Figure 9 shows the ratio of cumulative pion spectra for various multiplicities of the charged particles accompanying the pion cumulative production for carbon beam and carbon target. The weak X dependence indicates a weak influence of secondary interactions in nuclei.

5. The First Experiment in the Nuclotron Internal Beam

In the framework of SPHERE collaboration we have prepared two-arm electromagnetic calorimeter and nonmagnetic scintillation spectrometer for the first Nuclotron internal target experiment.

This setup includes (fig.10):

- a monitoring telescope consisting of scintillation counters
- two $1 \times 1 \text{ m}^2$ scintillation hodoscopes
- 36-channels lead glass Cherenkov EM calorimeter
- $\Delta E-E$ and time-of-flight scintillation counters.

The first experimental programme includes:

- investigation of η -meson interaction on nucleons and nuclei
- study $J/\Psi, \rho, \omega, \eta, K$ -mesons near the threshold
- observation of lepton pairs
- study of narrow correlations of two protons

Layout of Setup for First Experiment at NUCLOTRON

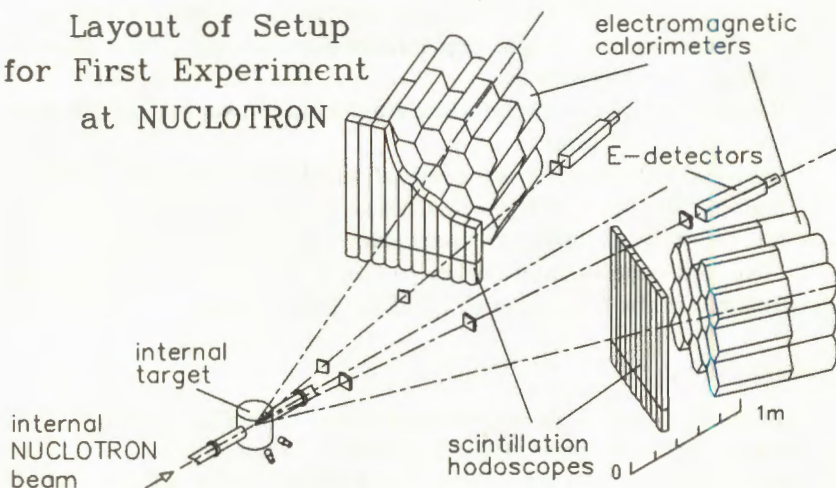


Fig.10

- investigation of the processes of nuclear collisions with $X_I > 1$ and $X_{II} > 1$ (double cumulative effect)

We plan to have the first run on the internal target of the Nuclotron in June—July'93.

6. Conclusions

From this report we conclude the following:

1. Presently some studies are being performed for the concurrent use of heavy-ion (0.3 + 4.5 AGeV), polarized deuteron beams and secondary beams of the Synchrophasotron

2. The beam parameters of the novel superconducting ring Nuclotron will enable us to perform a detailed study of all global characteristics of extremely excited nuclear matter since for the Nuclotron $b_{I, II} \approx 14$ (for the Synchrophasotron $b_{I, II} \approx 9.7$).

3. The first results obtained in the Synchrophasotron beams with the SPHERE 4π spectrometer can be summarized as follows:

- we have searched for the deuteron fragmentation into cumulative muon pairs and the deuteron and carbon fragmentation into cumulative pions
- the muon pair production beyond the kinematic limit of nucleon-nucleon collisions has been observed
- the power value of A -dependence of the cross-section for 4.5 GeV/A deuteron fragmentation into cumulative pions has been measured
- the target atomic weight dependence significantly differs from the volume type dependence
- the multiplicity of target nucleus fragmentation suggests a peripheral character of the process
- the weak X -dependence of the ratio of cumulative pion spectra for various multiplicities of the charged particles accompanying the pion production favours the weak influence of secondary interactions in nuclei.

4. The first experimental facility in the Nuclotron internal beams has been prepared in the framework of SPHERE collaboration.

References

1. Baldin A.M. et al. — Zeitschrift für Physik, 1987, C33, p.363.
Baldin A.M. — Preprint JINR, E1-92-487, Dubna, 1992.
2. Baldin A.M. — Doklady Acad. Nauk SSSR, 1975, 222, 5, p.1064;
Baldin A.M. — Nucl. Phys., 1985, A447, p.203c; Baldin A.M. — Yadernaja Fizika, 1990, 52, 5(11), p.1427.

3. Baldin A.A. — JINR Rapid Communications No.3[54]-92, Dubna, 1992, p.27.
4. Baldin A.A., Baldin A.M. — JINR Rapid Communications 17-86, Dubna, 1986, p.19.
5. Benecke J. et al. — Phys. Rev., 1969, v.188, p.2159.
6. Baldin A.M. — Kratkije Soobshchenija FIAN, Moskva, 1971, p.35; Proc. Rochester Meeting APS/DPF, 1971, p.131; JINR Preprint P1-5819, Dubna, 1971.
7. Baldin A.M., Didenko L.A. — Fortschritte der Phys., 1990, v.38, p.261.
8. Malakhov A.M. — In: Proceeding of XII International Conference on Particles and Nuclei, PANIC XII, M.I.T., Cambridge, 1990. Contributed paper, p.X-26.
Malakhov A.M. — In: Proceeding of International Conference on Nuclear and Particles Physics, Liverpool, April 8—11, 1991, p.44.
9. Afanasiev S.V. et al. — JINR Rapid Communication No.7[46]-90, Dubna, 1990, p.6.
Afanasiev S.V. et al. — In: Proceeding of the Xth International Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, USSR, September 24—29, 1990, Editors A.M.Baldin, V.V.Burov and L.P.Kaptari, Singapore.
10. Afanasiev S.V. et al. — JINR Rapid Communication No.5[51]-91, Dubna, 1991, p.5.
11. Afanasiev S.V. et al. — JINR Rapid Communication No.1[58]-93, Dubna, 1993, p.21

Received on June 22, 1993.

DEVELOPMENT OF DATA ACQUISITION SYSTEM FOR SPHERE SPECTROMETER

Yu.S.Anisimov, V.A.Kuznetsov, A.I.Malakhov, P.K.Maniakov,
A.S.Nikiforov, S.G.Reznikov, V.A.Smirnov, I.Atanasov*, L.Dimitrov*,
I.Ivanov*, I.Monov*, V.N.Penev*

The 4 π -detector SPHERE for studying of multiple particle cumulative production is currently under construction at the Laboratory of High Energies, JINR, Dubna. This paper briefly describes the present status and future developments of the data acquisition system for this setup. A multiprocessor system based on VMEbus will be implemented for parallel read out, event-building, data preprocessing. A workstation will be used for data analysis and experimental control.

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

Развитие системы сбора данных спектрометра СФЕРА

Ю.С.Анисимов и др.

4 π -детектор СФЕРА для изучения множественного кумулятивного рождения частиц разрабатывается в ЛВЭ ОИЯИ, Дубна. В этой статье дан краткий обзор современного состояния и будущего развития системы сбора данных для этого спектрометра. Многопроцессорная система на основе VME шины будет внедрена для параллельного считывания, накопления и предварительной обработки данных. Рабочая станция будет использована для анализа данных и управления экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. Introduction

SPHERE (fig.1) is a 4 π -detector designed to obtain as much detailed information as possible on multiple cumulative particle production at the JINR Synchrophasotron and Nuclotron [1]. The spectrometer contains three major components: a central detector for the detection of particles from the target-nucleus fragmentation region, a forward detector covering the projectile-nucleus fragmentation region, and a target for the generation

*Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia, Bulgaria

SPHERE

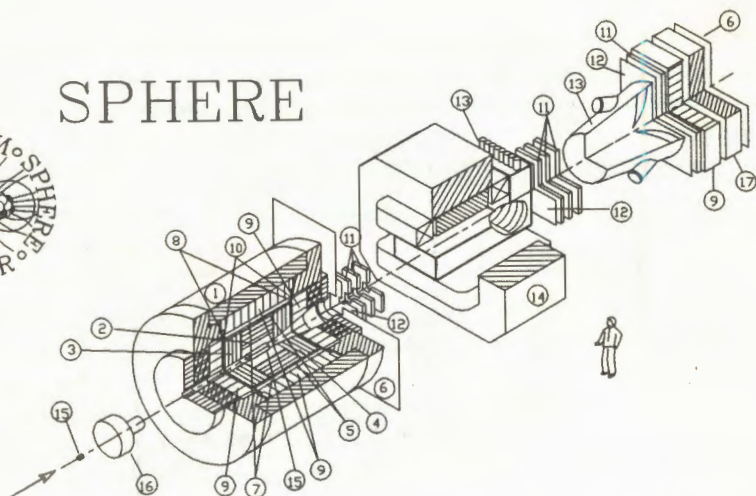


Fig.1. General layout of SPHERE 4 π -detector. 1 — superconducting solenoid with iron yoke, 2 — central drift chamber, 3 — backward drift chambers, 4 — forward proportional chambers, 5 — cylindrical scintillation hodoscope, 6 — muon scintillation hodoscopes, 7 — cylindrical Cherenkov hodoscope, 8 — forward and backward Cherenkov hodoscopes, 9 — electromagnetic calorimeters, 10 — forward and backward scintillation hodoscopes, 11 — proportional chambers, 12 — scintillation hodoscopes, 13 — threshold gas Cherenkov counters, 14 — dipole magnet, 15 — targets, 16 — beam absorber, 17 — muon filter

of muon pairs with a beam absorber. The central detector is used for the momentum and angle analysis of secondary particles produced in the target positioned in the centre of the superconducting solenoid. A uniform 1.5 Tesla field along the beam is produced in a superconducting coil 2.2 m in diameter and 2.6 m long. Particles at small angles ($< 5^\circ$) are detected by the forward magnetic spectrometer. The detector system consists of electromagnetic calorimeters, dE/dx and time of flight scintillation hodoscopes, and Cherenkov counters identifying γ , e , π , K , p , d , t , α , etc. The tracks are measured with MWDC's, and MWPC's. A data acquisition system is based on VME, FASTBUS and CAMAC. The first line of the forward detector is operated since 1990 and a number of experimental results [2—4] were obtained with it. The central detector is still at stage of R&D and the 4 π -detector is hoped to be completed by the middle of 1995.

II. System Description

A data acquisition system for the first line of the forward detector was designed [5,6]. It provides: trigger selection, reading out, data recording, and on-line monitoring of experimental data from 600 hodoscopic,

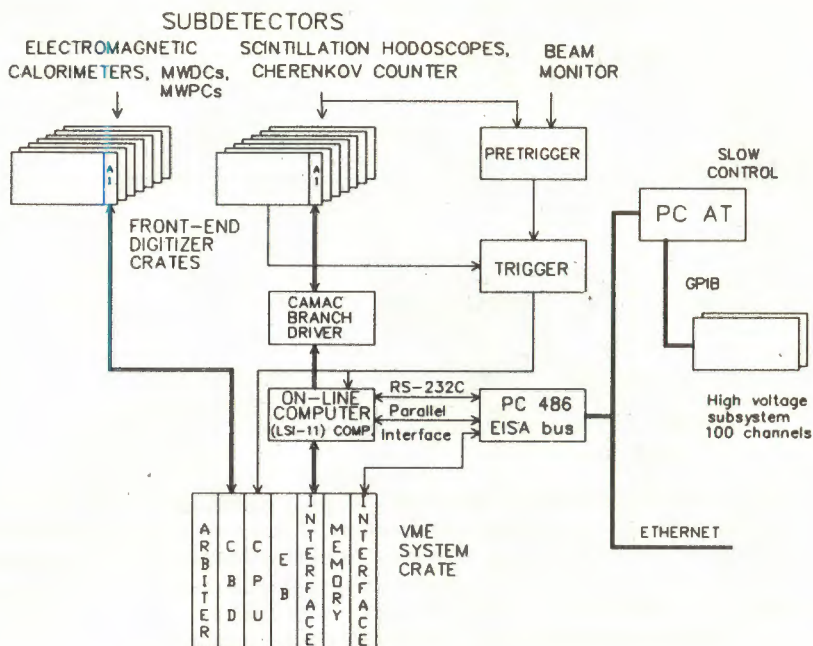


Fig.2. Schematic diagram of the data acquisition system

100 ADC, and 40 TDC channels from the scintillation detectors [5,6]. Now our setup has a number of subdetectors: scintillation hodoscopes, Cherenkov counters, electromagnetic calorimeters, MWDC's, and MWPC's with 2000 channels of information in total. To fit requirements of the expanding detector set of the spectrometer, we have implemented one more CAMAC branch with VMEbus interfaced CAMAC Branch Driver (Fig.2).

A. Trigger

The trigger logic provides two level event filtering with different algorithms. The first level trigger (pretrigger) is issued at coincidence of a beam monitoring signal and a combination of signals from scintillation hodoscopes which cut out possible corridor for passage of the particle under study. An essential feature of the experiment is the use of direct beam monitor, so every single incoming particle is noticed. Another opportunity for pretrigger is to use a gas filled threshold Cherenkov counter. The second level trigger uses fast outputs of the front-end latches of the hodoscopes' counters. Complex criteria can be applied for event pattern selection, such

as narrower coridor for particle passage, some degree of symmetry for a pair of particles, limitation of a deflection angle in the dipole magnet, and so on. A newly implemented target enclosing detector [4] provides additional possibilities for event selection criteria. It is a two layer cylindrical scintillation hodoscope intended for a total and hard charged multiplicity tagging in an azimuthal angle from 20° to 90° .

B. Data Acquisition

The data acquisition system is based on two CAMAC branches with A-1 type controllers (Fig.2). The first branch carries on information from the scintillation detectors. Data readout is performed by a CAMAC Branch Driver via a DMA channel into on-line computer memory. The second CAMAC branch uses a VMEbus interfaced CAMAC Branch Driver. A MC68020 based VMEbus processor module (CPU) controls this branch, acquires and stores data from the new subdetectors. Another VMEbus processor module (EB) is assumed to build complete events from two data fragments and discard events not corresponding to the requested pattern. It is supposed that quite sophisticated algorithms, involving track recognition, momentum reconstruction, etc., may be used here. Two computers are occupied in new version of our system: LSI-11 compatible computer and EISAbus PC 486. The first one, directly connected to the CAMAC Branch Driver, acquires data event by event during an accelerator spill and responds to all external synchronization in real-time mode. The acquired data are transferred to PC 486 computer between accelerator cycles either via a VME memory module or via specially developed parallel interface. To interchange control words and messages, the computers are interconnected by means of a serial interface RS-232C. PC 486 computer writes data on a hard disk, books and displays histograms, displays single event topology and performs overall control of experiment. The data files are transferred from PC 486 hard disk to a JINR VAX-cluster via Ethernet.

Thus a single-crate VMEbus system makes it possible to integrate already existed various equipment into the whole system and to provide an easier and standard access to data flow. The most significant and attractive feature of this configuration is the expandability of the system in the future.

C. Slow Control

Recently we completed design and test of a 100 channel High Voltage Power Supply Subsystem. It was designed to power up a wide range of detectors. Flexibility and reliability have been achieved through the use of modular construction. The Subsystem consists of two Euro-crates and plug-in modules with 6 High Voltage channels in each. The High Voltage

channels provide up to 3.0 kV at 3.0 mA per channel with overcurrent and overvoltage safety features. The voltage programmability of HV channels is 12 bit. A special software user interface for subsystem control and monitoring have been designed. Remote control is possible via either GPIB or RS-232C port. This High Voltage Subsystem is used to feed electromagnetic calorimeters and some of scintillation counters of the spectrometer SPHERE and associated experiments.

III. Future Enhancements

In the nearest future we are planning to enhance our data acquisition system by including several commercially available VMEbus processor modules, based on 680×0 family, running under OS-9 real-time operating system. Some of them (acquisition oriented processors) are supposed to work as subevent builders. They will readout front-end electronics via the respective type controllers. The use of one subevent builder for each CAMAC segment allows parallel readout of the several front-end crates. Another VMEbus processor module (event builder) will assemble the complete event from data fragments and organize the job of subevent builders. Complete events might be analyzed further by other VME processor to execute software trigger conditions, calculate particle tracks from the raw data. After this preprocessing the event buffers will be written to the SCSI interfaced 8 mm Exabyte or will be transferred via Ethernet into workstation. The UNIX workstation will be used for data analysis and experimental control in future. More distant plans are associated with implementation of FASTBUS front-end electronics for digitization. For development of slow control we work to increase quantity of High Voltage channels for our Time of Flight detectors and using a couple of PC computers for control and monitoring of secondary subsystems of spectrometer such as gas supply, colibration facilities, superconducting magnet.

IV. Conclusions

The described system has been in successful operation during first beam runs of the forward detector of SPHERE. Continual expansions take place according to the requirements of the SPHERE experiment. Limitation in the event rate, caused by the serial readout of front-end crates, will be avoided in future by using intermediate data buffering, implementation of new embedded processors, and parallel readout of the front-end segments.

V. Acknowledgements

The authors wish to thank their colleagues at LHE JINR and INR&NE, Sofia, Bulgaria for all the help and assistance they have given.

VI. References

1. Malakhov A. — In: Proc. of XII Int. Conf. on Particles and Nuclei, PANIC XII, M.I.T., Cambridge, 1990, p.X-26.
2. Afanasiev S.V. et al. — In: «Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics», Proc. of Xth Int. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, USSR, September 24—29, 1990, (World Scientific, Singapore, 1990), p.349.
3. Afanasiev S.V. et al. — JINR Rapid Commun. No.5[51]-911, Dubna, 1991, p.5.
4. Afanasiev S.V. et al. — JINR Rapid Commun. No.1[58]-93, Dubna, 1993, p.21.
5. Anisimov Yu.S. — In: Conf. Record of IEEE Conf. REAL TIME'91, June 24—28, 1991, Julich, Fed. Rep. of Germany, p.304.
6. Anisimov Yu.S. et al. — In: Proc. of Int. Conf. Open Bus Systems'92, October 13—15, 1992, Zürich, Switzerland, p.381.

Received on June 22, 1993.

EXTENSION OF PHOTOMULTIPLIER QUANTUM SENSITIVITY BY WAVESHIFTING COVERING

O.P.Gavrishchuk

The method of extension of a photomultiplier spectral sensitivity by means of application of waveshifting coverings is developed. Some practical results on the Russian produced photomultipliers are given.

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

Расширение квантовой чувствительности
фотоумножителей
с помощью светосмещающих покрытий

О.П.Гавришук

Развит метод расширения спектральной чувствительности фотоумножителей с помощью светосмещающих добавок. Представлены некоторые практические результаты для фотоумножителей российского производства.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

It is the well-known fact that the photomultiplier spectral sensitivity in ultraviolet region plays a crucial role for effective detection of the Cherenkov radiation produced by a relativistic particle. The present study was initiated by a possibility of application of Russian produced photomultipliers in the PHENIX Experiment at the RHIC Collider for the ring image Cherenkov detectors.

One of possible ways to extend sensitivity in the UV spectrum part is application of waveshifting coverings on a photomultiplier window. These coverings are produced on the basis of UV sensitive luminophors such as P-terphenil, PPD, POPOP and inflicted on a PMT window as a 5—10 micron film.

We carried out the study of an influence of the waveshifting covering on the PMT response. For production of the covering a solution of polymethylmetacrylat (PMMA) in toluol is used with a luminophor dopping. The PMT window was lowered into the solution and after withering a thin film containing lumenscence doppings appeared on the surface. Thus, UV light can

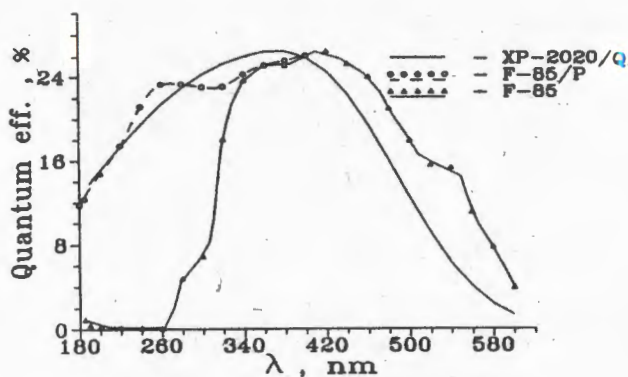


Fig.1

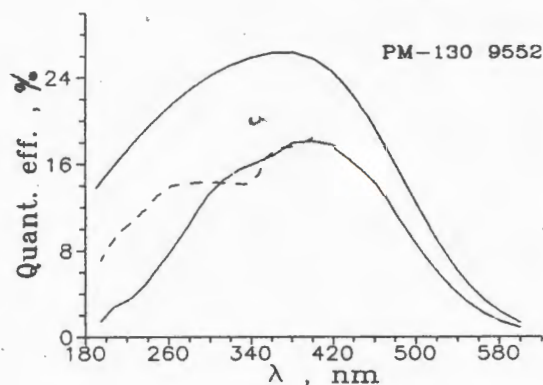


Fig.2

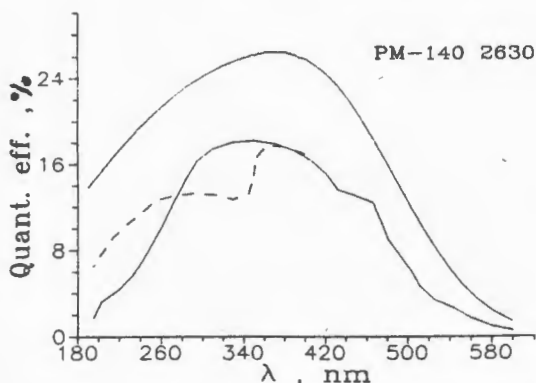


Fig.3

be absorbed in the 180—340 nm wave length region and irradiated in the 380—440 nm region, i.e. near PMT maximum sensitivity.

The measurements of the PMT quantum sensitivity are carried out on the SF-46 spectrophotometer. The method consists in comparison of a cathode current of tested photomultiplier with a current of XP2020/Q with the known spectral sensitivity. The last characteristic is presented in figures 1, 2, 3 as reference. In this case the PMT serves as a photodiode, i.e. all dynodes are short-circuited with the anode.

The quantum efficiency of a Russian produced photomultiplier FEU-85 with the 85 mm

diameter is shown in fig.1 with the covering (triangles) and without (circles). Application of the covering gives a 2—2.5 times higher signal for Cherenkov light. The value of effect magnitude is defined by the transparency of the window. The FEU-85 window is produced from usual glass; UV transparent glass (uviol) is used for FEU-130 (fig.2) and FEU-140 (fig.3).

Acknowledgments

The author expresses his sincere gratitude to the members of the SPHERE Group of JINR, especially to A.I.Malakhov, P.I.Zarubin and S.V.Afanasiev for stimulating discussions and assistance in preparing of the manuscript.

Received on June 22, 1993.