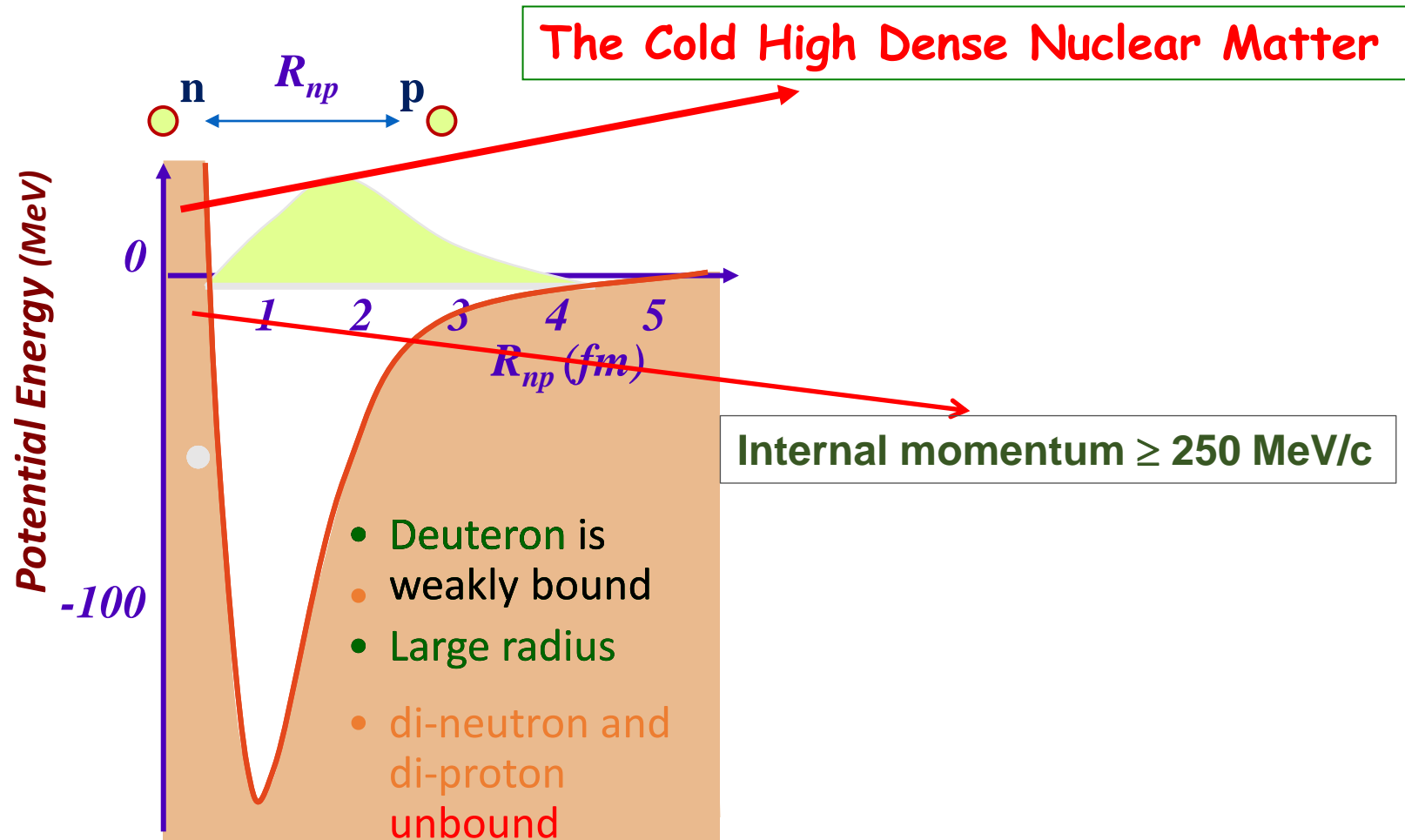


“Cold SuperDense Baryonic Component of Nuclear Matter and Stars”

S.S. Shimanskiy (JINR)

NN-interaction and Clusters in Nuclei at High Energy Region

Let us look at the nucleon-nucleon interaction:



DEUTERON STATIC PROPERTIES FROM NN-POTENTIALS

Таблица 1: Статические свойства дейтрона

	$E_D(\text{MeV})$	$P_D(\%)$	$\langle r_D^2 \rangle^{1/2} (\text{fm})$	$Q(\text{fm}^2)$	$\eta = \frac{A_D}{A_S}$	$f_{\pi NN}^2$	$\mu_D(n.m)$
Exp.	2.224579(9)	—	1.9560(68)	0.2859(3)	0.0271(4)	0.0776(9)	0.857406(1)
MU	2.2246	6.78	1.9611	0.2860	0.0271	0.07745	0.843
Paris	2.2250	5.77	1.9716	0.2789	0.0261	0.078	0.853
RHC	2.2246	6.50	1.9602	0.2770	0.0259	0.0757	0.840
RSC	2.2246	6.47	1.9569	0.2796	0.0262	0.0757	0.843
Bonn	2.225	4.58	1.86	0.2856	0.0267	—	—

Table 1: Deuteron properties in the dressed bag model.

Model	$E_d(\text{MeV})$	$P_D(\%)$	$r_m(\text{fm})$	$Q_d(\text{fm}^2)$	$\mu_d(\mu_N)$	$A_S(\text{fm}^{-1/2})$	$\eta(D/S)$
RSC	2.22461	6.47	1.957	0.2796	0.8429	0.8776	0.0262
Moscow 99	2.22452	5.52	1.966	0.2722	0.8483	0.8844	0.0255
Bonn 2001	2.224575	4.85	1.966	0.270	0.8521	0.8846	0.0256
DBM (1) $P_{\text{in}} = 3.66\%$	2.22454	5.22	1.9715	0.2754	0.8548	0.8864	0.0259
DBM (2) $P_{\text{in}} = 2.5\%$	2.22459	5.31	1.970	0.2768	0.8538	0.8866	0.0263
experiment	2.224575		1.971	0.2859	0.8574	0.8846	0.0263

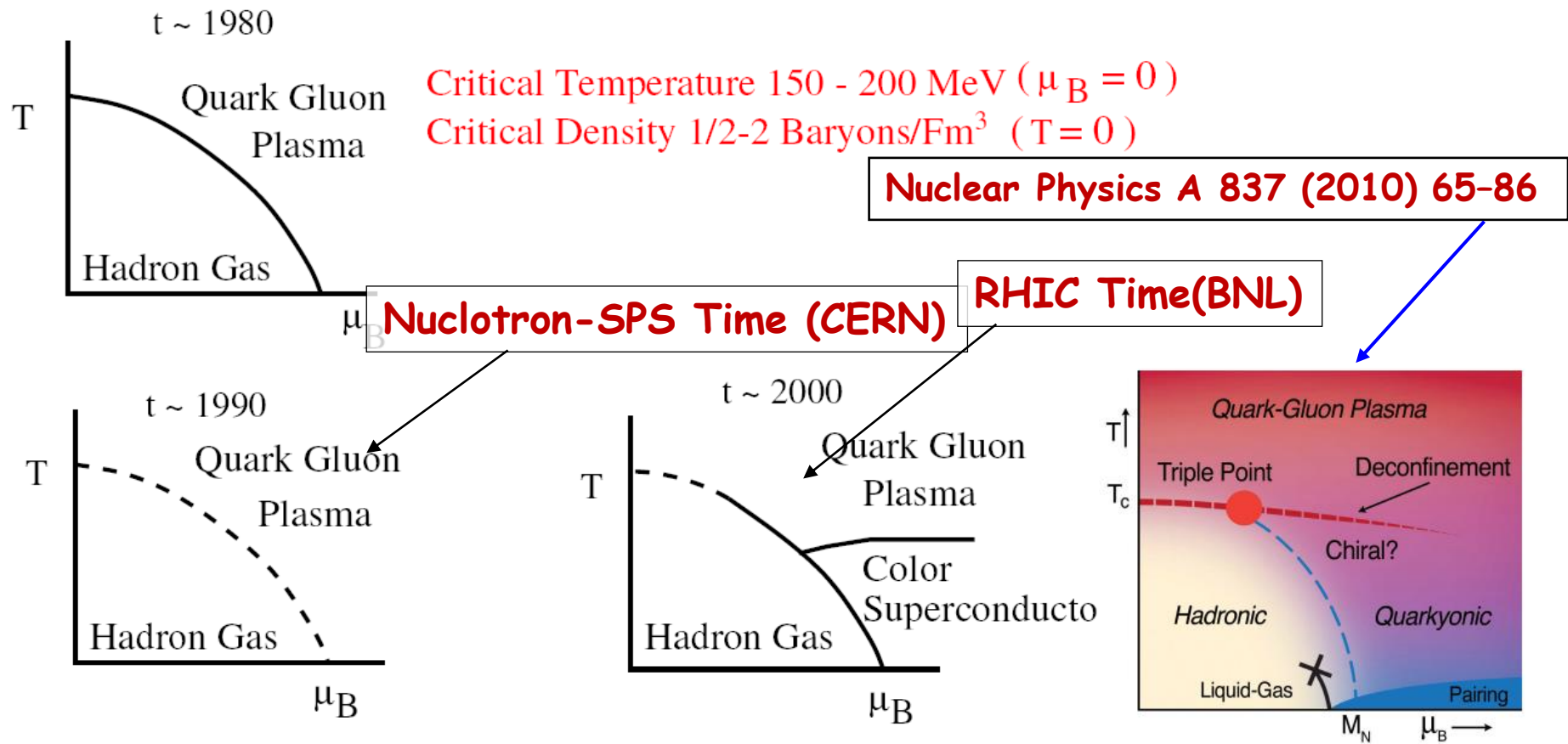
Larry McLerran

Physics Department PO Box 5000 Brookhaven National Laboratory Upton, NY 11973 USA

September 13, 2003

+ CERN Yellow Report
2007-005, p.75
2008-005

The Evolving QCD Phase Transition



Christian Beck
Editor

LECTURE NOTES IN PHYSICS 818

Clusters in Nuclei

Volume 1

 Springer

Preface

A great deal of research work has been performed in the field of alpha clustering since the pioneering discovery, by D. A. Bromley and co-workers half a century ago, of molecular resonances in the excitation functions for $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ scattering.

Strasbourg, France, May 2010

Christian Beck

1957

УПРУГОЕ И КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 660 MeV НА ДЕЙТОНАХ¹

Г. А. Лексин

При энергии падающих протонов 660 MeV методом сопряженных телескопов измерены дифференциальные сечения упругого ($p-d$)-рассеяния в диапазоне углов $40-150^\circ$ в с. ц. и. и квазиупругого ($p-p$)-рассеяния в диапазоне углов $50-90^\circ$ в с. ц. и. двух нуклонов. Экспериментальные данные указывают как на преимущественное взаимодействие налетающего протона с отдельным нуклоном в дейтоне, так и на существование коллективного взаимодействия трех нуклонов. Измерена также энергетическая зависимость дифференциального сечения квазиупругого ($p-n$)-рассеяния на угол 90° в с. ц. и. двух нуклонов в области энергий 460—660 MeV.

ВЫБИВАНИЕ ДЕЙТРОНОВ ИЗ ЯДЕР Li, Be, C и O ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 675 MeV¹

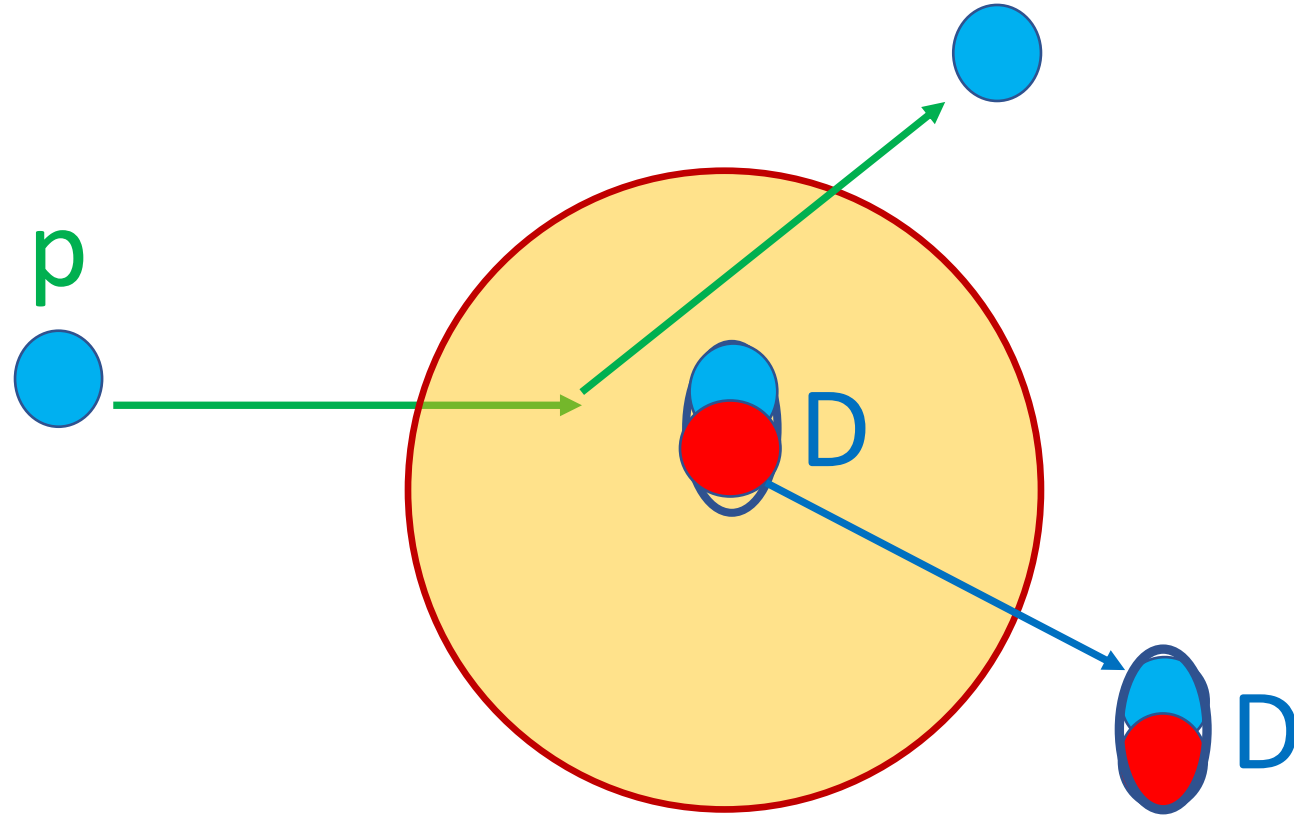
*Л. С. Ажгирей, И. К. Взоров, В. П. Зрелов, М. Г. Мещеряков,
Б. С. Неганов, А. Ф. Шабудин*

Изучены импульсные спектры заряженных частиц, испускаемых при бомбардировке дейтерия, лития, бериллия, углерода и кислорода протонами с энергией 675 MeV. Исследование производилось методом магнитного анализа под углом $7,6^\circ$ относительно пучка протонов. Для всех элементов обнаружено испускание группы дейтронов с энергией около 600 MeV. В случае дейтерия источником быстрых дейтронов является упругое ($p-d$)-рассеяние; в остальных случаях испускание дейтронов происходит в реакции $p + (Z, A) \rightarrow d + p + (Z-1, A-2)$, представляющей собой рассеяние протонов на квазидейтронных группах внутри ядер. С точностью около 20% дифференциальные сечения этой реакции составляют 2,9, 2,2, 3,7 и $4,6 \cdot 10^{-27}$ см²/стерад соответственно для Li, Be, C и O. Для тех же ядер средняя энергия движения квазидейтронных групп оценена равной примерно 8, 11, 14 и 14 MeV. В высокоимпульсной части спектров не обнаружено в заметных количествах выбитых ядер трития.

Выполненные эксперименты показывают, что в соударениях нуклонов данной энергии с легкими ядрами имеют место процессы трехчастичного взаимодействия, сопровождающиеся передачей больших импульсов. Полученные результаты согласуются с представлениями, лежащими в основе высокоимпульсной модели ядра.



p G.A. Leksin



L.S. Azhgirei et al.

ON THE FLUCTUATIONS OF NUCLEAR MATTER

D. I. BLOKHINTSEV

Joint Institute for Nuclear Research

Submitted to JETP editor July 1, 1957

J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) 33, 1295-1299 (November, 1957)

It is shown that the production of energetic nuclear fragments in collisions with fast nucleons can be interpreted in terms of collisions of the incoming nucleon with the density fluctuations of the nuclear matter.

1. INTRODUCTION

THE motion of nucleons in nuclei can result in short-lived tight nucleon clusters, in other words, in density fluctuations of nuclear matter. Since such clusters are relatively far removed from the other nucleons of the nucleus, they become atomic nuclei of lower mass in a state of fluctuating compression.

In their study of the scattering of 675-Mev protons by light nuclei, Meshcheriakov and coworkers^{1,2} observed recently certain effects which confirm the existence of such fluctuations, at least for the simplest nucleon-pair fluctuations, which lead to the formation of a compressed deuteron.

Cumulative processes



Краткие сообщения по физике № 1 январь 1971

ФИАН

МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ И ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКОМ УСКОРЕНИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

А. М. Балдин

Пучки частиц высоких энергий по последнего времени получались исключительно на протонных и электронных ускорителях, т.е. при ускорении частиц, обладающих единичным зарядом. Ускорение частиц, обладающих зарядом большим единицы, как известно, в принципе дает возможность получить энергию ускоряемых частиц (при одинаковых параметрах ускорителя) большую, чем энергия протонов, в число раз, равное кратности заряда. Так, например, на Дубненском синхрофазотроне, рассчитанном на получение протонов с энергией 10 Гэв, можно получить ядра гелия с энергией 20 Гэв, а ядра неона (заряд 10 e) с энергией 100 Гэв. Возни-

е получатся ли в результате ядер, например, неона, пучки вторичных частиц, терпеховском ускорителе? г вопрос означал бы, что ядер, обладающих более о бы сравнительно дешеги получить пучки частиц

рассмотреть этот вопрос казания. жности передача большой тельному (например, сло-

Выражаю глубокую благодарность С. Б. Герасимову, А. Б. Говоркову и Г. Н. Флерову за обсуждение изложенных соображений. Как мне стало известно, Г. Н. Флеров еще несколько лет назад высказывал мысль о возможных кумулятивных эффектах при соударении релятивистских ядер.

Поступила в редакцию 11 ноября 1970 г.

Л и т е р а т у р а

- 1. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. ГИТТЛ, Москва, 1957 г.
2. К. П. Станюкевич. Неуставившиеся движения сплошной среды. ГИТТЛ, Москва, 1958 г.
3. J. D. Vofsiel. Phys. Rev., 172, 1547 (1969).
4. В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тахвеладзе. Сообщения ОИЯИ P2-4578, 1969 г.
5. В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тахвеладзе. Сообщения ОИЯИ E2-4968, 1970 г.
6. Ю. Б. Бушина, Ю. П. Горин, С. П. Денисов и др. Ядерная Физика, 10, 585 (1969).

Выражаю глубокую благодарность С. Б. Герасимову, А. Б. Говоркову и Г. Н. Флерову за обсуждение изложенных соображений. Как мне стало известно, Г. Н. Флеров еще несколько лет назад высказывал мысль о возможных кумулятивных эффектах при соударении релятивистских ядер.

Поступила в редакцию 11 ноября 1970 г.

ТЕОРИЯ

LARGE MOMENTUM PION PRODUCTION IN PROTON NUCLEUS COLLISIONS AND THE IDEA OF "FLUCTUONS" IN NUCLEI

V.V. BUROV

The Moscow State University, Moscow, USSR

and

V.K. LUKYANOV and A.I. TITOV

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, USSR

Received 27 January 1977

It is shown that in proton-nucleus collisions, the production of pions with large momenta can be explained by the assumption of the existence of nuclear density fluctuations ("fluctuons") at short distances of the nucleon core radius order, with the mass of several nucleons.

The purpose of this note is to realize the idea [4] that the cumulative effect is connected largely with a suggestion on the existence in nuclei of the so-called fluctuons. Earlier fluctuons were proposed [7] in order to understand the nature of the "deuteron peak" in the pA -scattering cross section at large momentum transfers [8] and also to interpret the pd -scattering

cross section [9]. Compressional fluctuations of mass $M_k = km_p$ of nucleons in the small volume $V_\xi = \frac{4}{3} \pi r_\xi^3$ where r_ξ is the fluctuon radius were assumed.

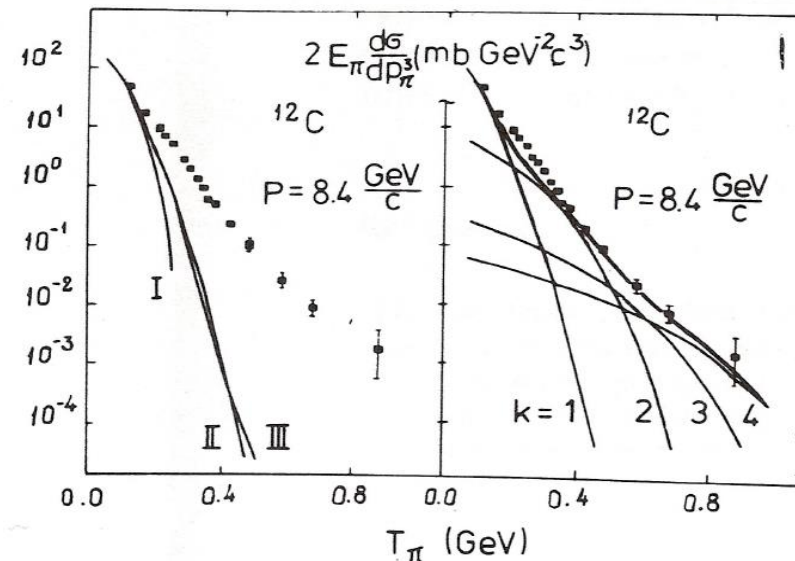


Fig. 1. (a) Calculations of the invariant pion production cross section for ^{12}C : I – for the free proton target; II – with fermi motion; III – the relativization effect. (b) The contributions of separate fluctuons with mass $M_k = km_p$ where k is the order of cumulativity.

Fluctons Probability inside nuclei

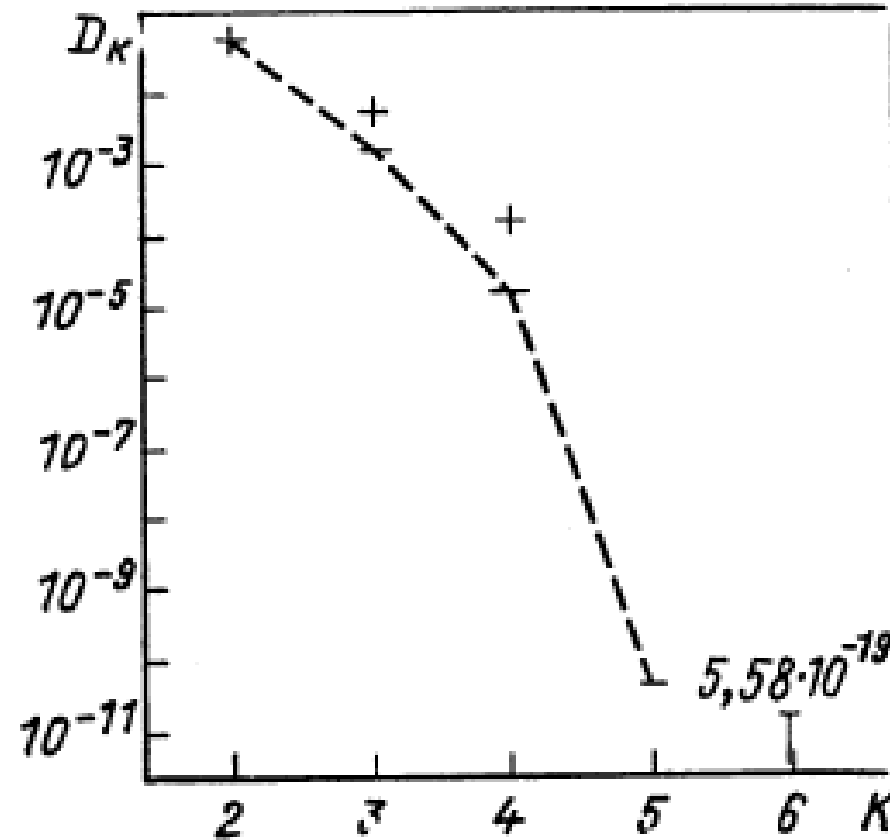


Рис. 19. Вероятность существования флуктонов с k нуклонами в ядрах

Unusual features of cumulative processes

- the weak dependence of the slope on the type of particle incident on the nucleus for the observed spectra, which indicates the existence of a source in the nuclear matter itself and not its creation during a collision;
- the source of cumulative particles is isotopically symmetric: there is an equality of the exit cross sections for particles with the opposite isotopic spin ($\pi^+/\pi^- \approx p/n \approx t/^3\text{He} \approx 1$);
- close yields $K^+/\pi^+ (X) \approx 1$ and baryon dominance;
- there is a strong A-dependence and with an increase in the degree of cumulativeness the exponent at A increases and can exceed unity

Energy Dependence of Charged Pions Produced at 180° in 0.8–4.89-GeV Proton-Nucleus Collisions

L. S. Schroeder, S. A. Chessin, J. V. Geaga, J. Y. Grossiord,^(a)
 J. W. Harris, D. L. Hendrie, R. Treuhaff, and K. Van Bibber
 Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkeley, California 94720
 (Received 25 September 1979)

High-energy charged pions produced at 180° in 0.8–4.89-GeV proton-nucleus collisions have been studied. Both the slopes of the energy spectra and the π^-/π^+ ratios increase rapidly with primary energy up to ~ 3 –4 GeV, where limiting values appear to be reached. The dependence on target mass also changes over this energy range. Unlike forward pion-production results, backward pions at these energies do not obey the scaling law suggested by Schmidt and Blankenbecler.

We report on a systematic study of the energy dependence of charged pions produced at 180° in the collisions of 0.8–4.89-GeV protons with nuclei. A principal reason for studying production of energetic pions from nuclei in the backward direction is that in free nucleon-nucleon (N - N)

collisions such production is kinematically restricted. Observation of pions beyond this kinematic limit may then be evidence for exotic production mechanisms such as production from clusters.^{1–5} Early experiments by Baldin *et al.*⁶ using 5.14- and 7.52-GeV protons observed

© 1979 The American Physical Society

1787

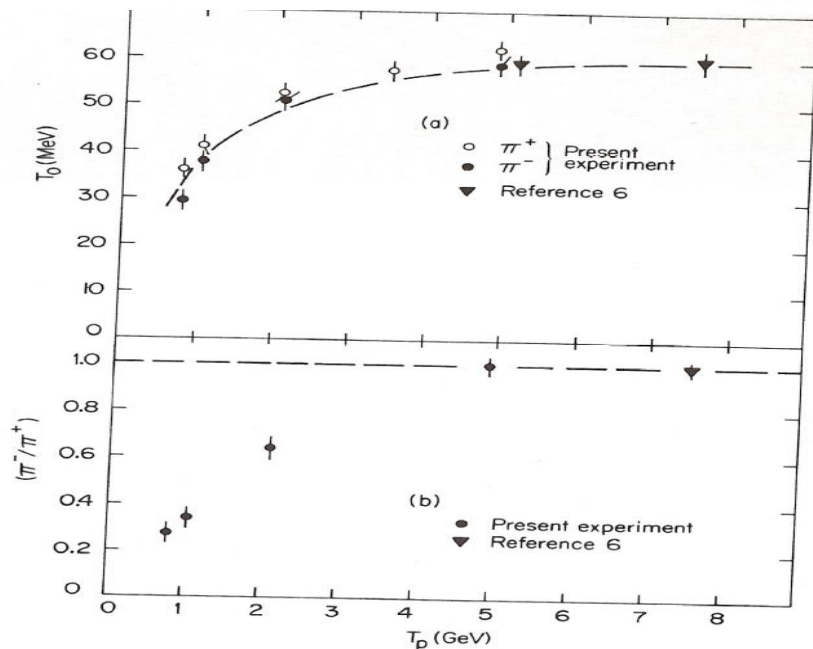


FIG. 1. Energy dependence of (a) T_0 parameter for pions, and (b) the π^-/π^+ ratio at 180° obtained by integrating each spectra up to 100 MeV for p -Cu collisions from 0.8 to 4.89 GeV. The dashed curve in both cases refers to the predictions of the "effective-target" model (Refs. 3 and 4).

tering mechanism to one where nucleon clusters play an ever increasing role. To isolate the production mechanism further, experiments are required which will measure additional observables such as associated multiplicities and two-particle correlations. However, it is clear that by measuring the production of pions in kinematic regions beyond those available in free N - N collisions, such as at 180° and high energies, one is probing the short-range behavior of nucleons in nuclei. This behavior might manifest itself as large Fermi momenta or nucleon clusters.

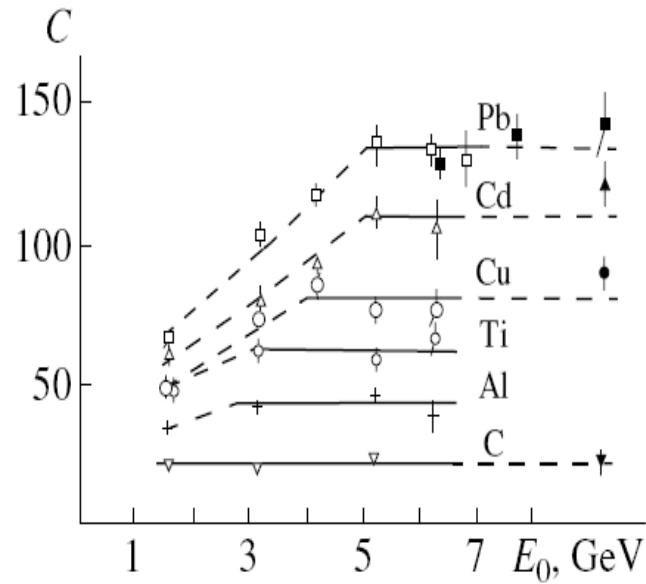


Fig. 3. The coefficient $C(T_0 = 125 \text{ MeV})$ in the parametrization of the invariant function $f = C \exp(-T/T_0)$ in the reaction $pA(\text{C, Al, Ti, Cu, Cd, Pb}) \rightarrow pX$ for a proton escape angle of 120° in the laboratory frame versus the incident-proton energy. The filled circles refer to the initial energy of 400 GeV.

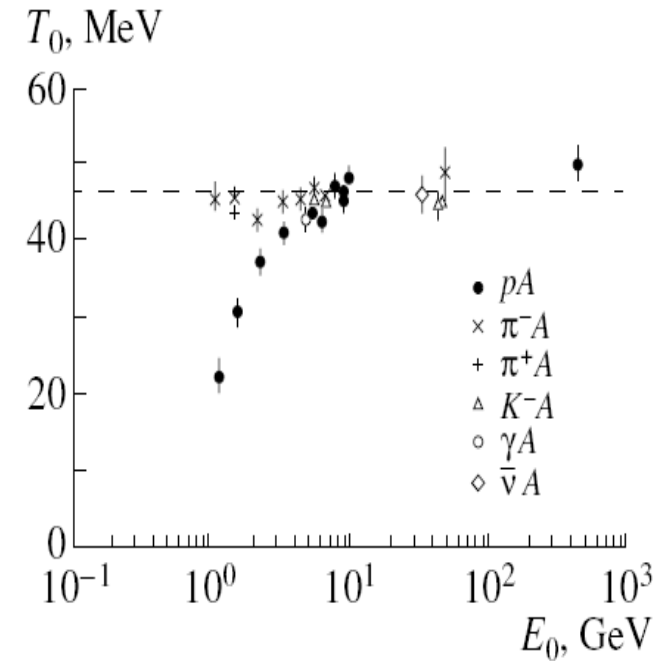


Fig. 5. Dependence of the slope parameter T_0 for the invariant function of the protons escaping under the action of $p, \pi^\pm, K^-, \gamma, \bar{\nu}$ with various energies E_0 ; the escape angle is 120° in the laboratory frame.

A - dependence (1974-...)

$$\varepsilon \frac{d\sigma}{dp} (p + A \rightarrow \pi) \sim \begin{cases} A - \text{heavy} _ \text{nuclei} \\ A^{n>1} - \text{light} _ \text{nuclei} \end{cases}$$

$$\varepsilon \frac{d\sigma}{dp} (p + A \rightarrow B) \sim \begin{cases} A^{5/3} - \text{for} _ d \\ A^2 - \text{for} _ t \end{cases}$$

The same time Cronin team at FNAL have seen about the same **A-dependence** for pA (for 200, 300, 400 GeV protons) high p_T **Particle production**

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
CHICAGO · ILLINOIS 60637
THE ENRICO FERMI INSTITUTE
5630 ELLIS AVENUE

November 25, 1974

Professor A. Baldin, Director
Laboratory of High Energies
Joint Institute for Nuclear Research (Dubna)
P. O. Box 79 Moscow
U.S.S.R.

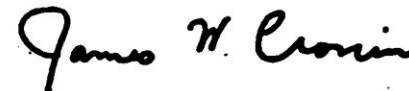
Dear Professor Baldin:

Please excuse my delay in responding to your letter of October 14. We have been writing up the final version of our work at the Fermilab on hadron production at high transverse momentum, and I wanted to wait until that was ready before responding. I am sending you, under separate cover, a copy which is complete except that a few figures are not in final form, a fact I hope you will excuse.

I was pleased to receive your paper on backward pion production on nuclei. There are certainly some similarities in the two processes, in particular a comparison of your Fig. 14 with our Fig. 17.

I look forward to seeing you again at a future conference.

Sincerely yours,



James W. Cronin

Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV *

J. W. Cronin, H. J. Frisch, and M. J. Shochet

The Enrico Fermi Institute, University of Chicago, Chicago, Illinois 60637

J. P. Boymond, P. A. Piroué, and R. L. Sumner

Department of Physics, Joseph Henry Laboratories, Princeton University, Princeton, New Jersey 08540

(Received 5 December 1974)

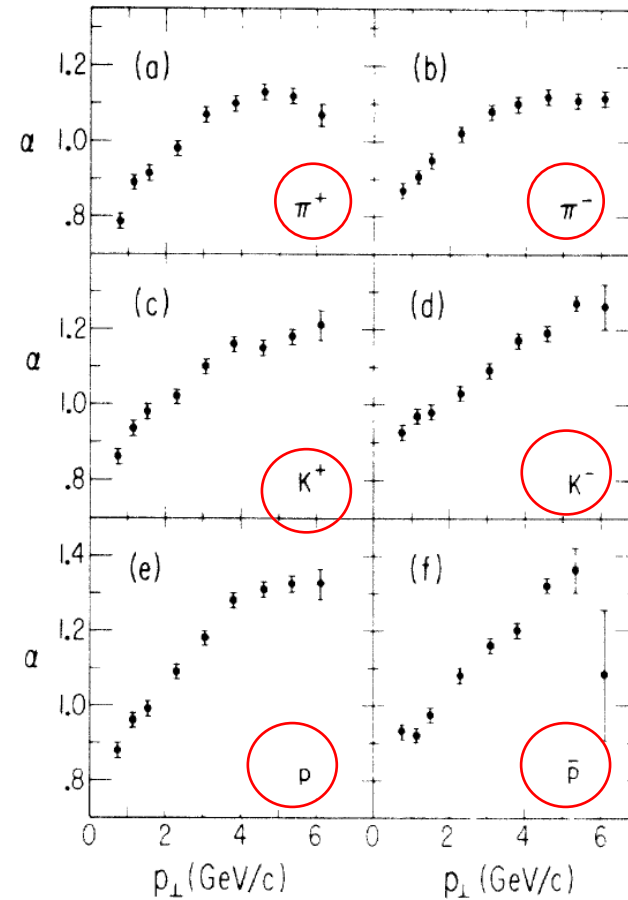
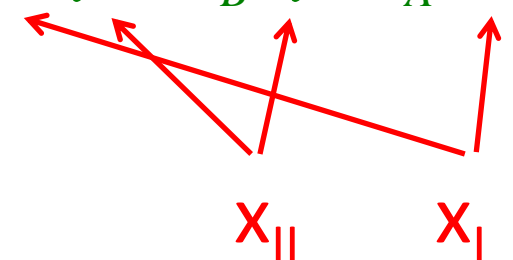


FIG. 17. Plots of the power α of the A dependence versus p_{\perp} for the production of hadrons by 300-GeV protons; (a) π^+ , (b) π^- , (c) K^+ , (d) K^- , (e) p , and (f) \bar{p} .

Phenomenological description

A.V. Efremov (1976) Parton description
(FLUCTONS)



$$\varepsilon \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = \int dx dy dz F_B(y) F_A(x) G_C(z) v(xys, t \frac{x}{z}, u \frac{y}{z})$$


$X_{||}$ X_{\perp}

ЕДИНЫЙ АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ
РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
И АДРОНОВ КУМУЛЯТИВНОГО ТИПА

В.С.Ставинский

Предложен единый алгоритм вычисления инклюзивных сечений рождения частиц с большими поперечными импульсами и адронов кумулятивного типа. Возможность единого описания этих процессов обусловлена введением нового аргумента – минимальной энергии сталкивающихся конститuentов, необходимой для рождения наблюдаемой частицы. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Unique Algorithm for Calculation of Inclusive
Cross Sections of Particle Production
with Big Transverse Momenta and of Cumulative
Type Hadrons

V.S.Stavinskij

Unique algorithm is proposed for calculating inclusive cross sections of particle production with big transverse momenta and cumulative type hadrons. A possibility of unique description of these processes is due to introduction of a new argument – of minimal energy of colliding constituents needed for the production of observed particle.

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

Common case for AA-collisions

V.S. Stavinsky JINR Rapid Communications N18-86, p.5 (1986)

$$(X_I \cdot M_I) + (X_{II} \cdot M_{II}) \rightarrow m_c + [X_I \cdot M_I + X_{II} \cdot M_{II} + m_2]$$

$$S_{\min}^{1/2} = \min(S^{1/2}) = \min[(X_I \cdot P_I + X_{II} \cdot P_{II})^{1/2}]$$

ВОЗМОЖЕН ЛИ ЕДИНЫЙ ПОДХОД К ПОДПОРОГОВЫМ И КУМУЛЯТИВНЫМ ПРОЦЕССАМ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ?

А.А.Балдин*

Предлагается единый подход к описанию подпороговых, кумулятивных и дважды кумулятивных процессов на основе гипотезы об автомодельности релятивистских ядерных столкновений. Расчеты, проведенные в рамках предложенной модели, сравниваются с разнообразными экспериментальными данными.

Работа выполнена в Институте ядерных исследований РАН, Москва.

**Is the Universal Approach
to the Subthreshold and Cumulative Processes
in Relativistic Nuclear Collisions Possible?**

A.A.Baldin

The universal approach to the description of subthreshold, cumulative and twice-cumulative processes based on the self-similarity hypothesis is presented and applied to the various reactions. Large experimental material including nucleus-nucleus and proton-nucleus interactions is analyzed.

The investigation has been performed at the Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow

A.A. Baldin's article

Phys. At. Nucl. 56(3), p.385(1993)

$$\Pi = \frac{1}{2} (X_I^2 + X_{II}^2 + 2 \cdot X_I \cdot X_{II} \cdot \gamma_{I,II})^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2 \cdot m} \cdot S_{\min}^{\frac{1}{2}}$$

$$\gamma_{I,II} = \frac{(P_I \cdot P_{II})}{M_I \cdot M_{II}}$$

Inclusive data parameterization

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 \cdot A_I^{\frac{1}{3} + \frac{X_I}{3}} \cdot A_{II}^{\frac{1}{3} + \frac{X_{II}}{3}} \cdot \exp\left(-\frac{\Pi}{C_2}\right),$$

$$C_1 = 2200[mb \cdot GeV^{-2} \cdot c^3 \cdot sr^{-1}], C_2 = 0.127$$

A.A. Baldin's parameterization for cumulative and subthreshold particle production

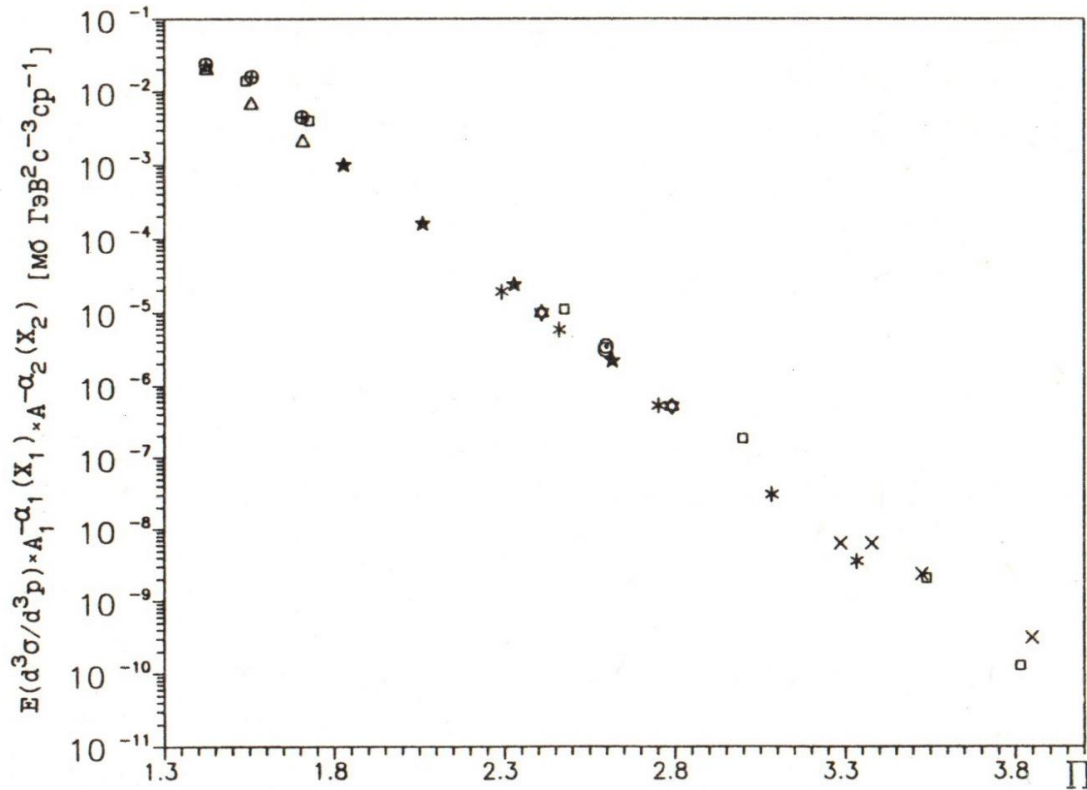
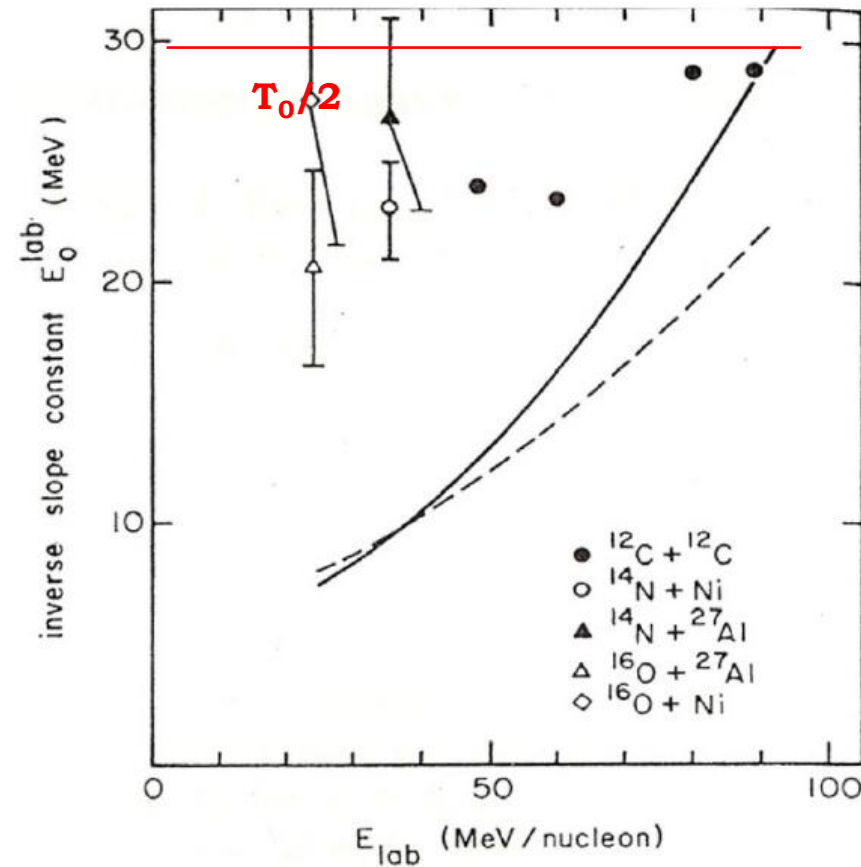
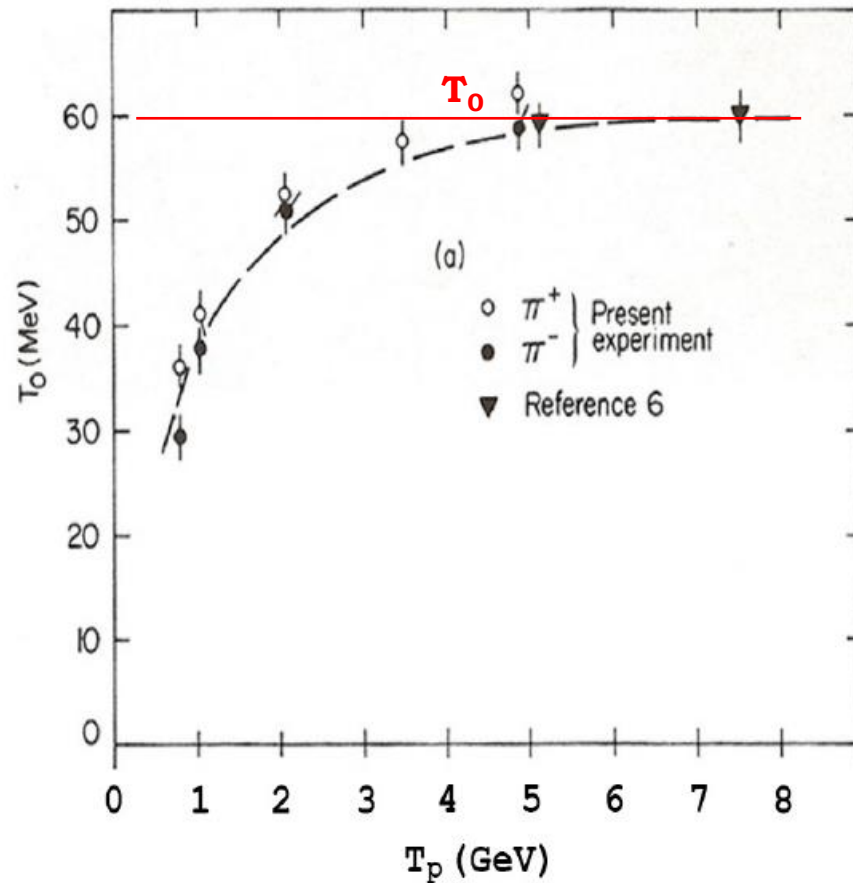


Рис.1. Зависимость инвариантных дифференциальных сечений, деленных на $A_1^{\alpha_1(X_1)} A_2^{\alpha_2(X_2)}$, где $\alpha_1(X_1) = 2/3 + X_1/3$ и $\alpha_2(X_2) = 2/3 + X_2/3$, от параметра Π для следующих реакций: * Si + Si $\rightarrow K^-$ 2,0 ГэВ/нуклон, 0° [9]; x Si + Si $\rightarrow \bar{p}$ 2,0 ГэВ/нуклон, 0° [9]; ♣ Si + Si $\rightarrow K^-$ 1,4 ГэВ/нуклон, 0° [8] o C + C $\rightarrow \bar{p}$ 3,65 ГэВ/нуклон, 24° [11]; o d + C $\rightarrow \bar{p}$ 3,65 ГэВ/нуклон, 24° [11]; ⊕ C + C $\rightarrow K^-$ 2,5—3,65 ГэВ/нуклон, 24° [12]; Δ d + C $\rightarrow K^-$ 2,5—3,65 ГэВ/нуклон, 24° [12]; * p + C $\rightarrow K^-$ 9,2 ГэВ/нуклон, 119° [6]; □ p + C $\rightarrow \pi^-$ 9,2 ГэВ/нуклон, 119° [7]

Реакция	Екин. ГэВ/н	Лаб. имп. ГэВ/с	Лаб. угол вылет	$\sigma_{\text{экс}} = \frac{E}{p^2} \times \frac{d^2\sigma}{dp \times d\Omega}$ мб/ср ГэВ ² /с ³	$\sigma_{\text{рас}} = \frac{E}{p^2} \times \frac{d^2\sigma}{dp \times d\Omega}$ мб/ср ГэВ ² /с ³	Ссылка
d+C $\rightarrow \bar{p}$	3.65	0.8	24°	$(1.5 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	9.3×10^{-5}	11
C+C $\rightarrow \bar{p}$	3.65	0.8	24°	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	7.4×10^{-4}	11
C+Cu $\rightarrow \bar{p}$	3.65	0.8	24°	$(6.2 \pm 2.0) \times 10^{-3}$	6.05×10^{-3}	11
Si+Si $\rightarrow \bar{p}$	2.0	1.0	0°	$(8.71 \pm 2.9) \times 10^{-5}$	1.98×10^{-4}	9
Si+Si $\rightarrow \bar{p}$	2.0	1.5	0°	$(1.03 \pm 0.25) \times 10^{-4}$	1.2×10^{-4}	9
Si+Si $\rightarrow \bar{p}$	2.0	1.9	0°	$(4.9 \pm 1.0) \times 10^{-5}$	5.07×10^{-5}	9
Si+Si $\rightarrow \bar{p}$	1.65	1.5	0°	$(1.41 \pm 0.38) \times 10^{-5}$	9.1×10^{-6}	9
d+C $\rightarrow K^-$	2.5	0.8	24°	$(4.1 \pm 2.0) \times 10^{-2}$	5.7×10^{-2}	12
C+C $\rightarrow K^-$	2.5	0.8	24°	$(4.6 \pm 1.0) \times 10^{-1}$	4.4×10^{-1}	12
Si+Si $\rightarrow K^-$	1.0	1.0	0°	$(1.2 \pm 1.5) \times 10^{-3}$	1.1×10^{-3}	8
Si+Si $\rightarrow K^-$	1.26	1.0	0°	$(8.0 \pm 5.0) \times 10^{-3}$	2.26×10^{-2}	8
Si+Si $\rightarrow K^-$	1.4	1.0	0°	$(5.0 \pm 1.5) \times 10^{-2}$	7.0×10^{-2}	8
Si+Si $\rightarrow K^-$	1.4	1.5	0°	$(5.0 \pm 1.5) \times 10^{-3}$	7.56×10^{-3}	8
Si+Si $\rightarrow K^-$	2.0	2.37	0°	$(1.5 \pm 1.0) \times 10^{-2}$	1.66×10^{-2}	9
Si+Si $\rightarrow K^-$	2.0	1.5	0°	$(2.5 \pm 0.5) \times 10^{-1}$	3.46×10^{-1}	9
Si+Si $\rightarrow K^-$	2.0	1.0	0°	$(1.5 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	1.45×10^0	9

Inverse slope for subthreshold π^- meson production must be the less than $T_0/2$ (near the phase space border).



$$P_{cum} \sim \exp(-T/T_0) \quad \Rightarrow \quad P_{subthresh} \sim \exp(-T/T_0) \cdot \exp(-T/T_0) \sim \exp(-T/(T_0/2))$$

eA - DIS

Nuclear structure functions at $x > 1$

B. W. Filippone, R. D. McKeown, R. G. Milner,* and D. H. Potterveld†
 Kellogg Radiation Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California 91125

D. B. Day, J. S. McCarthy, Z. Meziani,‡ R. Minehardt, R. Sealock, and S. T. Thornton
 Institute of Nuclear and Particle Physics and Department of Physics, University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22901

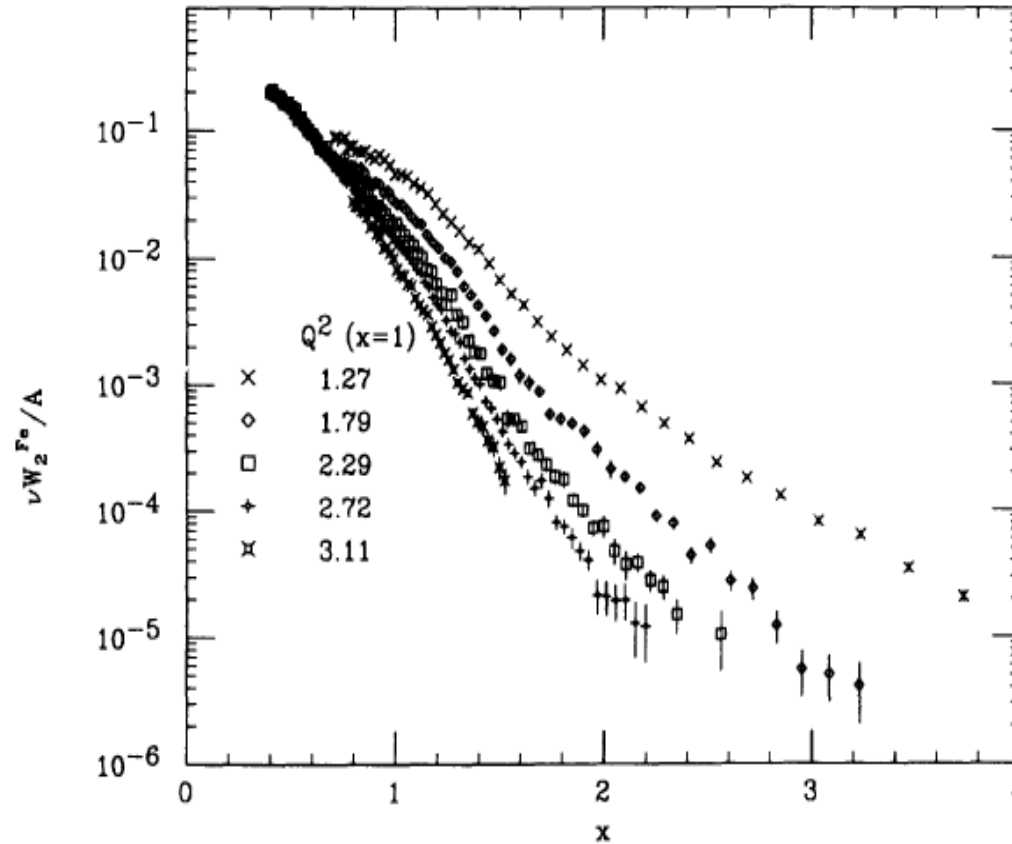


FIG. 1. Measured structure function per nucleon for Fe vs x . The Q^2 value at $x = 1$ is also listed for the different kinematics.

Nuclear structure functions in carbon near $x = 1$

BCDMS Collaboration

A.C. Benvenuti², D. Bollini, T. Camporesi¹, L. Monari^{*}, F.L. Navarra
Dipartimento di Fisica dell'Università and INFN, Bologna, Italy

A. Argento², J. Cvach³, W. Lohmann⁴, L. Piemontese⁵
CERN, Geneva, Switzerland

V.I. Genchev⁶, J. Hladky³, I.A. Golutvin, Yu.T. Kiryushin, V.S. Kiselev, V.G. Krivokhizhi
S. Nemeček³, D.V. Peshekhonov, P. Reimer³, I.A. Savin, G.I. Smirnov, S. Sultanov⁶, A.G. Vo
Joint Institut for Nuclear Research, Dubna, Russia

D. Jamnik⁸, R. Kopp⁹, U. Meyer-Berghout, A. Staude, K.-M. Teichert, R. Tirler¹⁰, R. Voss¹, Č
Sektion Physik der Universität, München, Germany¹¹

J. Feltesse, A. Misztajn, A. Ouraou, P. Rich-Hennion, Y. Sacquin, G. Smadja, P. Verrecchia, M
DAPNIA-SPP, Centre d'Etudes de Saclay, CEA, Gif-sur-Yvette, France

Received: 1 March 1994

Abstract. Data from deep inelastic scattering of 200 GeV muons on a carbon target with squared four-momentum transfer $52 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$ were analysed in the region of the Bjorken variable close to $x = 1$, which is the kinematic limit for scattering on a free nucleon. At this value of x , the carbon structure function is found to be $F_2^C \approx 1.2 \cdot 10^{-4}$. The x dependence of the structure function for $x > 0.8$ is well described by an exponential $F_2^C \propto \exp(-sx)$ with $s = 16.5 \pm 0.6$.

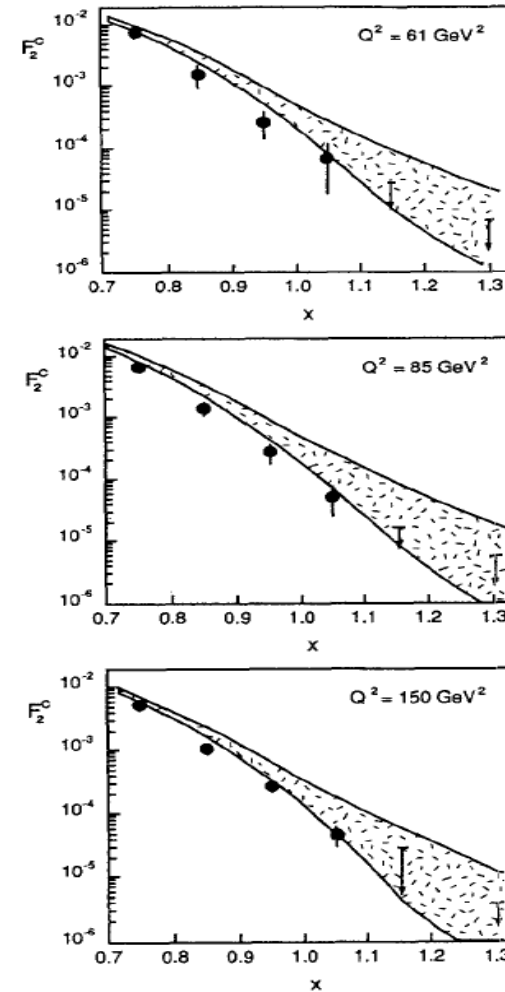


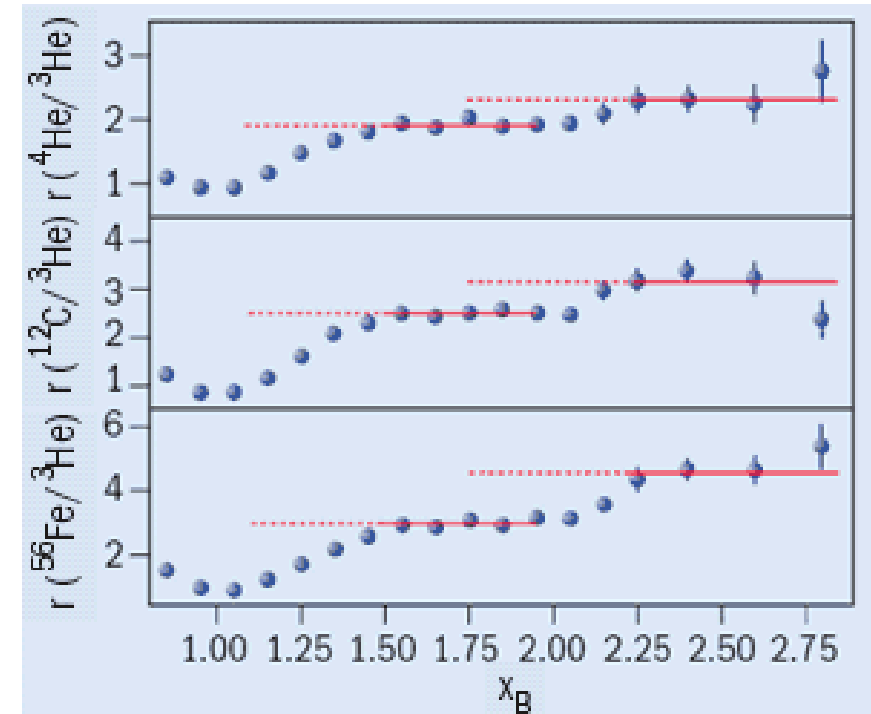
Fig. 7. The nuclear structure function $F_2^C(x)$ as a function of x , at three different values of Q^2 . The hatched regions show the range of predictions of [26]

Measurement of 2- and 3-Nucleon Short Range Correlation Probabilities in Nuclei

K.S. Egiyan,¹ N.B. Dashyan,¹ M.M. Sargsian,¹⁰ M.I. Strikman,²⁸ L.B. Weinstein,²⁷ G. Adams,³⁰ P. Ambrozewicz,¹⁰
M. Anghinolfi,¹⁶ B. Asavapibhop,²² G. Asryan,¹ H. Avakian,³⁴ H. Baghdasaryan,²⁷ N. Baillie,³⁸ J.P. Ball,²

$$r(A, {}^3\text{He}) = \frac{A(2\sigma_{ep} + \sigma_{en})}{3(Z\sigma_{ep} + N\sigma_{en})} \frac{3\mathcal{Y}(A)}{A\mathcal{Y}({}^3\text{He})} C_{\text{rad}}^A, \quad (2)$$

where Z and N are the number of protons and neutrons in nucleus A , σ_{eN} is the electron-nucleon cross section, \mathcal{Y} is the normalized yield in a given (Q^2, x_B) bin [30] and C_{rad}^A is the ratio of the radiative correction factors for A and ${}^3\text{He}$ ($C_{\text{rad}}^A = 0.95$ and 0.92 for ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{56}\text{Fe}$ respectively). In our Q^2 range, the elementary cross section correction factor $\frac{A(2\sigma_{ep} + \sigma_{en})}{3(Z\sigma_{ep} + N\sigma_{en})}$ is 1.14 ± 0.02 for C and ${}^4\text{He}$ and 1.18 ± 0.02 for ${}^{56}\text{Fe}$. Fig. 1 shows the resulting ratios integrated over $1.4 < Q^2 < 2.6 \text{ GeV}^2$.



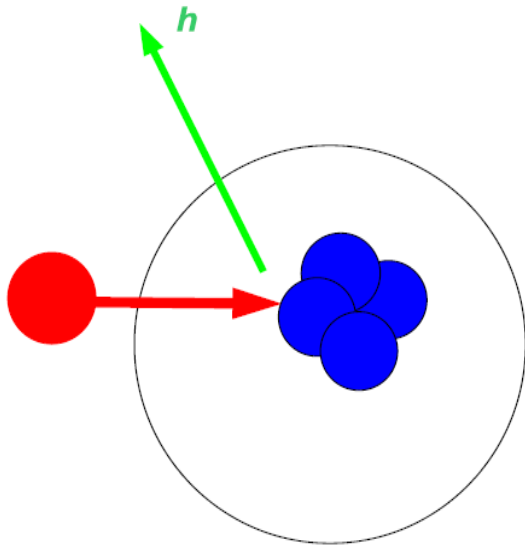
Having these data, we know almost full ($\approx 99\%$) nucleonic picture of nuclei with $A \leq 56$

Fractions Nucleus	Single particle (%)	2N SRC (%)	3N SRC (%)
^{56}Fe	$76 \pm 0.2 \pm 4.7$	$23.0 \pm 0.2 \pm 4.7$	$0.79 \pm 0.03 \pm 0.25$
^{12}C	$80 \pm 0.2 \pm 4.1$	$19.3 \pm 0.2 \pm 4.1$	$0.55 \pm 0.03 \pm 0.18$
^4He	$86 \pm 0.2 \pm 3.3$	$15.4 \pm 0.2 \pm 3.3$	$0.42 \pm 0.02 \pm 0.14$
^3He	92 ± 1.6	8.0 ± 1.6	0.18 ± 0.06
^2H	96 ± 0.8	4.0 ± 0.8	-----

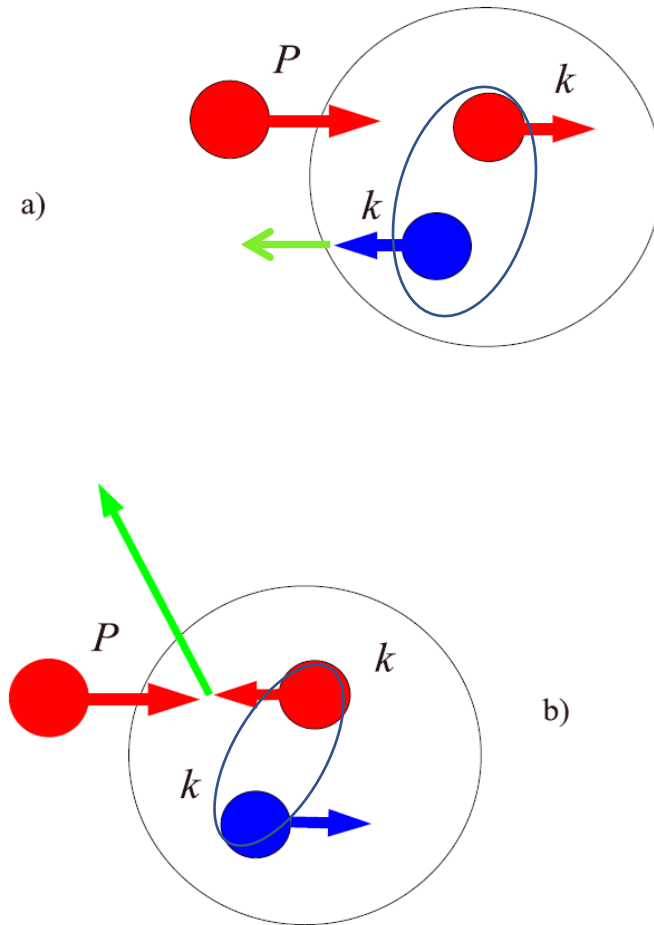
Using the published data on (p,2p+n) [PRL,90 (2003) 042301] estimate the isotopic composition of 2N SRC in ^{12}C

$$a_{2N}(^{12}\text{C}) \approx 20 \pm 0.2 \pm 4.1 \% \longrightarrow \begin{cases} a_{pp}(^{12}\text{C}) \approx 4 \pm 2 \% \\ a_{pn}(^{12}\text{C}) \approx 12 \pm 4 \% \\ a_{nn}(^{12}\text{C}) \approx 4 \pm 2 \% \end{cases}$$

FLUCTONS



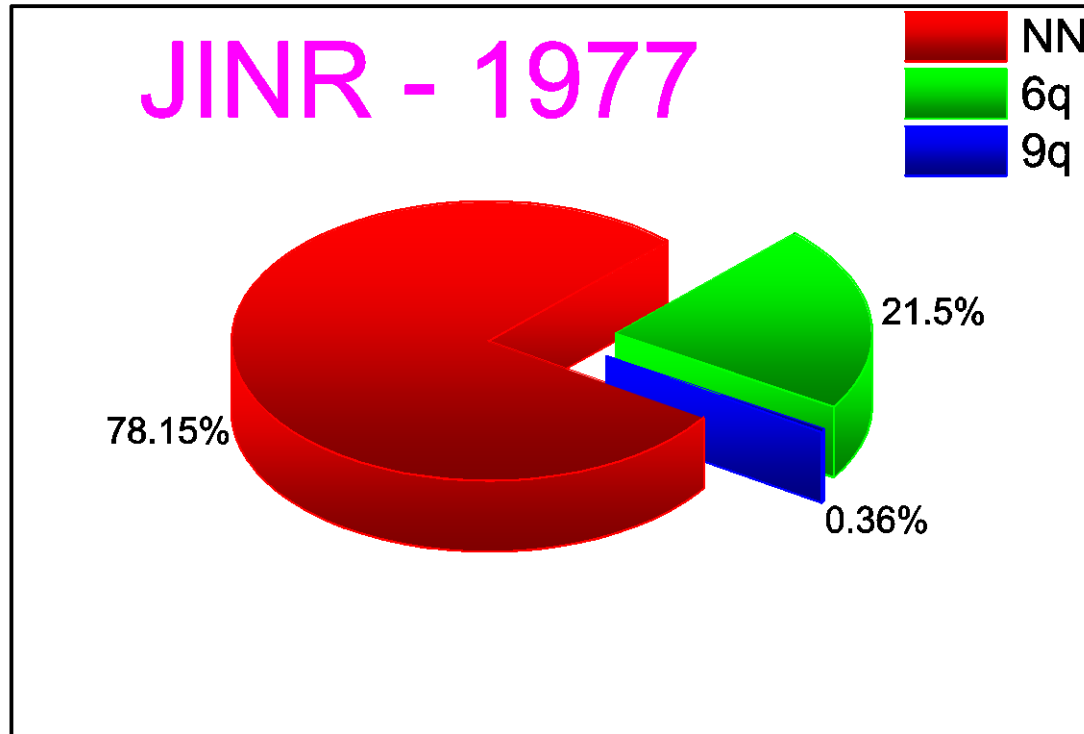
SRC



^{12}C - structure

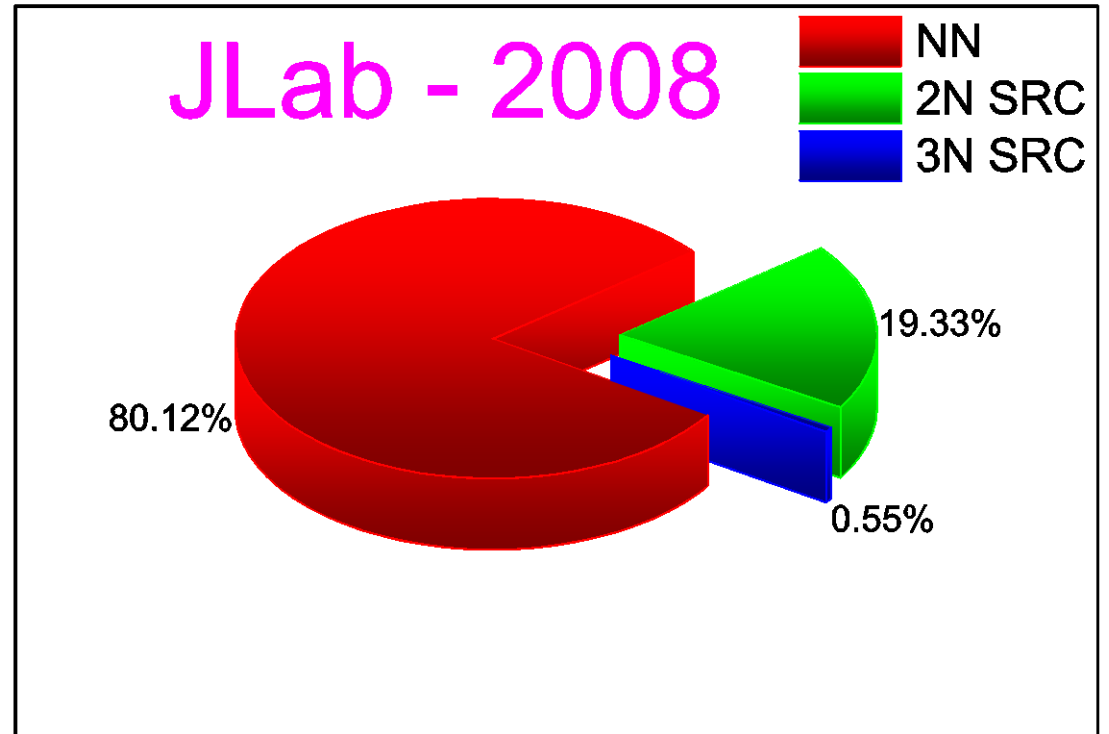
RNP - program at JINR

V.V.Burov, V.K.Lukyanov, A.I.Titov, PLB, 67, 46(1977)



eA - program at JLab

R.Subedi et al., Science 320 (2008) 1476-1478
e-Print: arXiv:0908.1514 [nucl-ex]



New Era with High p_T Particles Production

XII ITER School 1985

ОБРАЗОВАНИЕ ДЕЙТРОНОВ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В.Б.Гаврилов. Г.А.Лексин

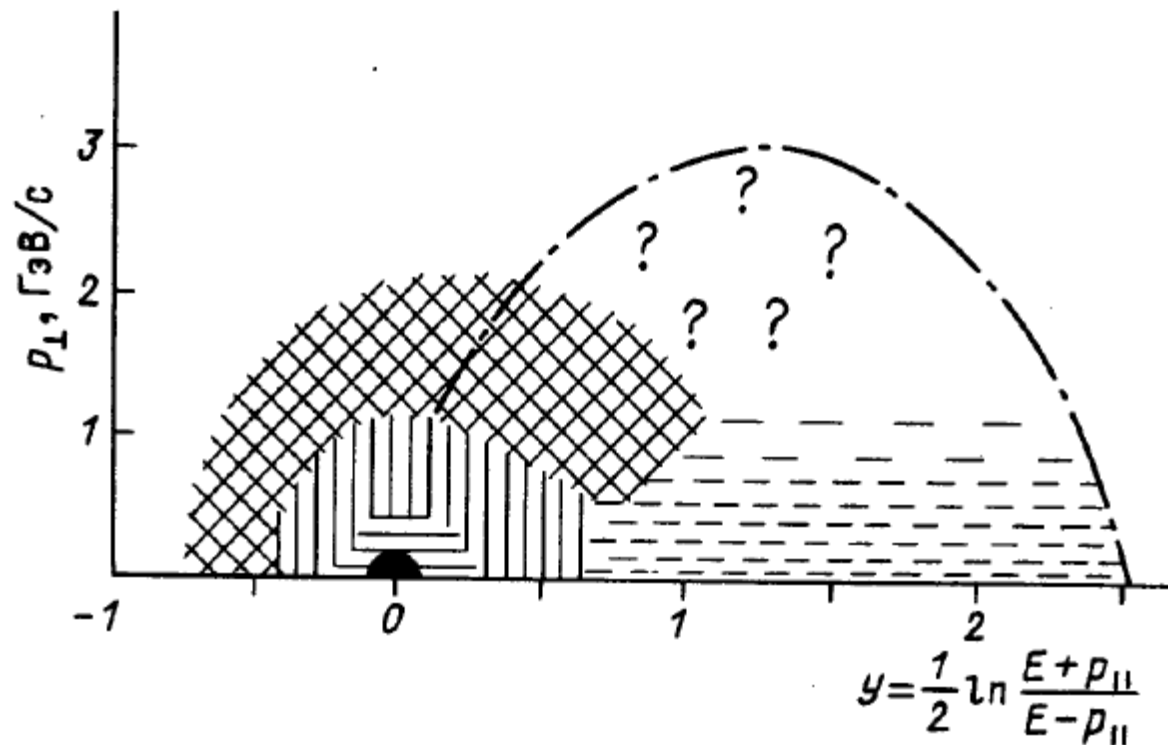


Рис. 25. Схематическое изображение кинематических областей, в которых проявляются те или иные механизмы образования дейтронов при взаимодействии протонов с энергией 10 ГэВ с тяжелым ядром:

■ - испарение; ≡ - вторичный подхват; ▨ - слияние; ☒ - прямое выбивание в глубоконеупругих процессах; --- - квазисвободное выбивание (штрих-пунктирная кривая соответствует границе кинематической области для рассеяния)



3. Адрон-ядерные процессы	29
3.1. Измерение размеров области образования протонов в глубоконаэупругих ядерных реакциях с целью оценки размера флуктона	29
3.2. Исследование взаимодействия флуктонов (многокварковых мешков) в ядро-ядерных столкновениях	30
3.3. Исследование свойств ядерной материи на малых межнуклонных расстояниях в подпороговом образовании адронов	31
3.4. Исследование явления ядерной критической опалесценции	34

ПРОГРАММА

ИССЛЕДОВАНИЙ НА АДРОННЫХ ПУЧКАХ УСКОРИТЕЛЯ У-10 ИТЭФ

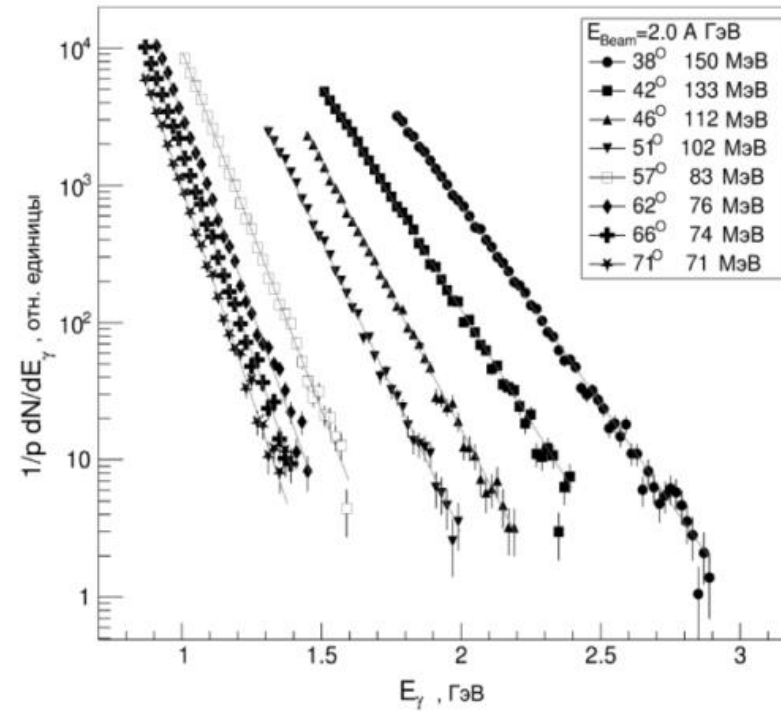
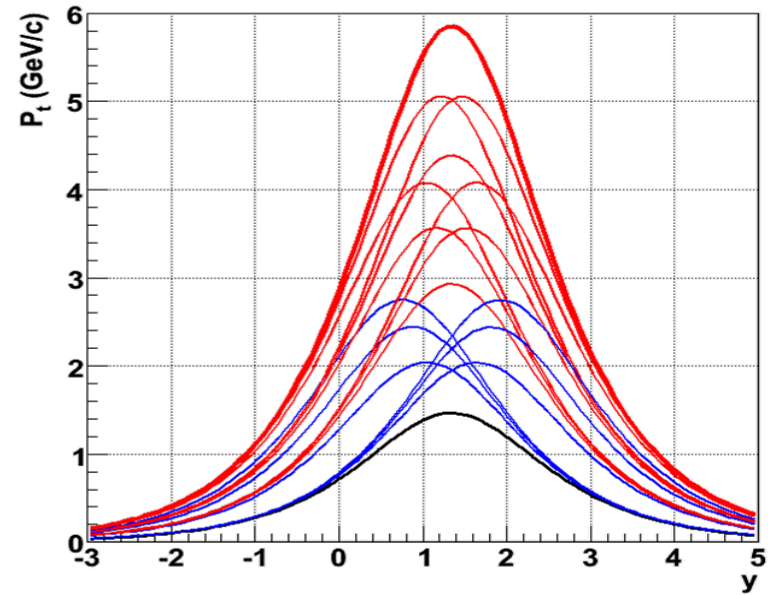
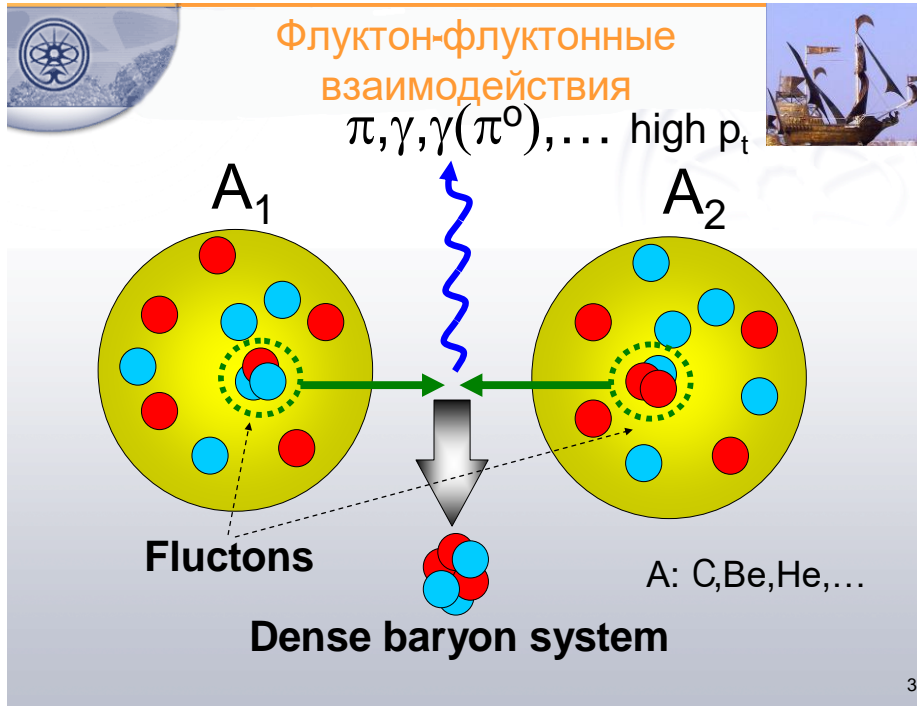
Сборник предложений экспериментов
под редакцией В.В. Владимирского,
В.П. Канавца и В.Т. Смолянкина

Предложения представили:

И.Г. Алексеев, В.С. Борисов, Л.С. Воробьев, А.Г. Долголенко,
В.П. Канавец, Ю.Т. Киселев, В.М. Колыбасов (ФИАН), М.В. Косов,
А.П. Крутенкова, В.В. Кушков, Г.А. Лексин, Н.А. Пивнюк, В.В. Рьльцов,
Д.Н. Свирида, В.А. Смирнитский, В.Т. Смолянкин, В.Л. Столин,
В.В. Сумачев (ПИЯФ), Ю.В. Требуховский, В.П. Чернышев,
В.А. Шейнкман.

- изучить свойства $\Phi\Delta\text{-}\Phi\Delta$ -взаимодействия, которое может оказаться не тривиальным;
- изучить более плотные, чем флуктоны, образования, т.е. продвинуться по шкале ρ/ρ_0 в плоскости $(T, \rho/\rho_0)$ для поисков кварк-глюонной плазмы.

ITEP high p_T data



I.G. Alekseev et al. (FLINT), ЯФ 71(2008)1;
 A. Stavinskiy, EPJ Web Conf. 71 (2014)
 00125;
 K.R. Mikhailov et al., Phys. Atom. Nucl. 77
 (2014) 576;
 ЯФ 77 (2014) 610

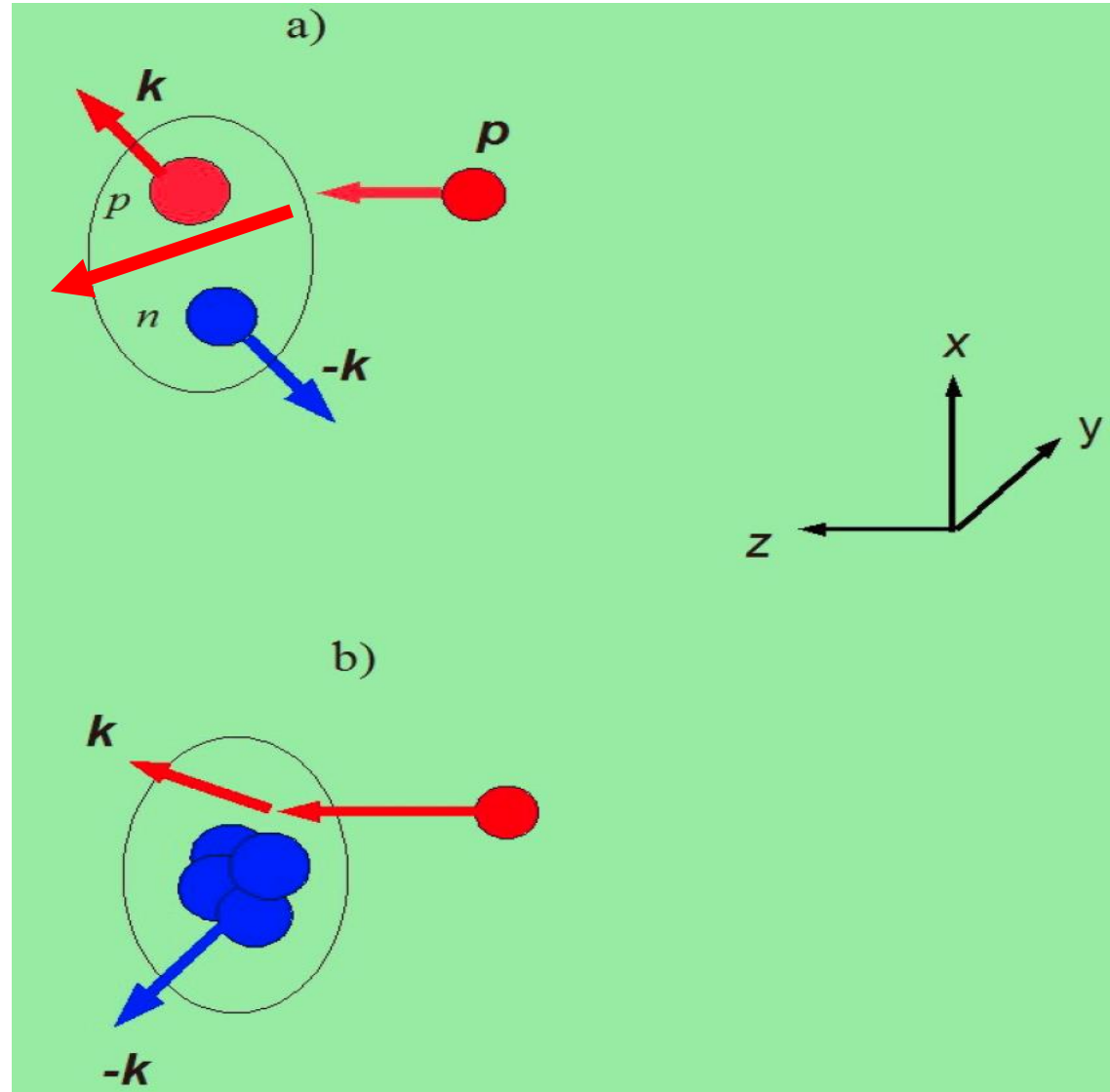
Knot out cold dense nuclear configurations

SRC configuration

$$\langle B \rangle \sim 1$$

Multiquark(multinucleon)
configurations

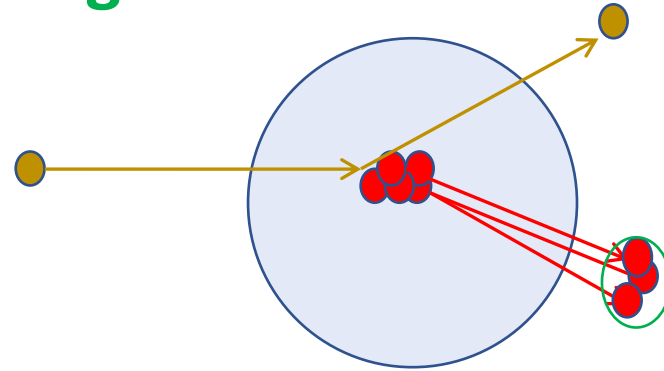
$$\langle B \rangle ?$$



Flucton case

Knock out of a nuclear fragment

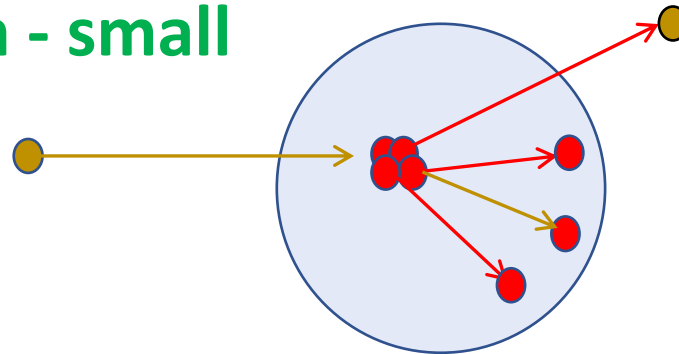
$$\langle B \rangle > 1$$



$$\sigma_h \sim P_K \cdot \frac{d\sigma_{el}(K)}{dt}$$

Collision with hot flucton - small explosion

$$\langle B \rangle < 1$$

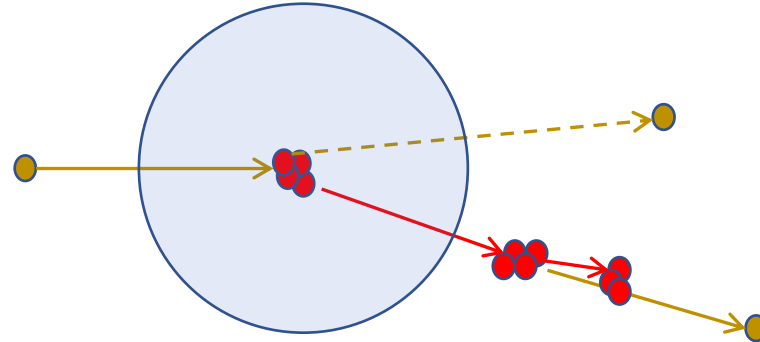


$$\sigma_h \sim P_K \cdot \frac{d\sigma_{inel}(K)}{dt}$$

Flucton case (cont.)

Knock out of a flucton in an excited state

$$\langle B \rangle > 1$$



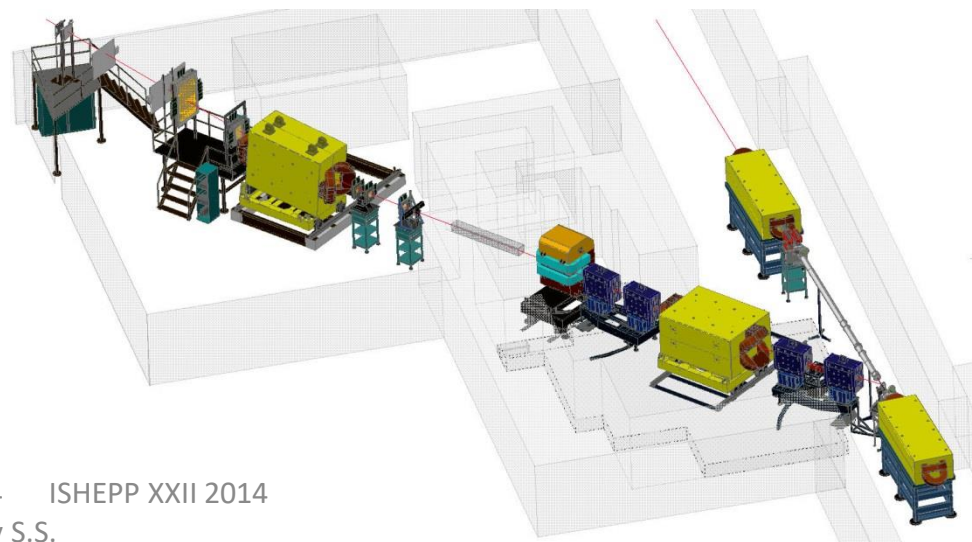
? for SPD, PANDA and
J-PARC-HI

AA-interactions!?

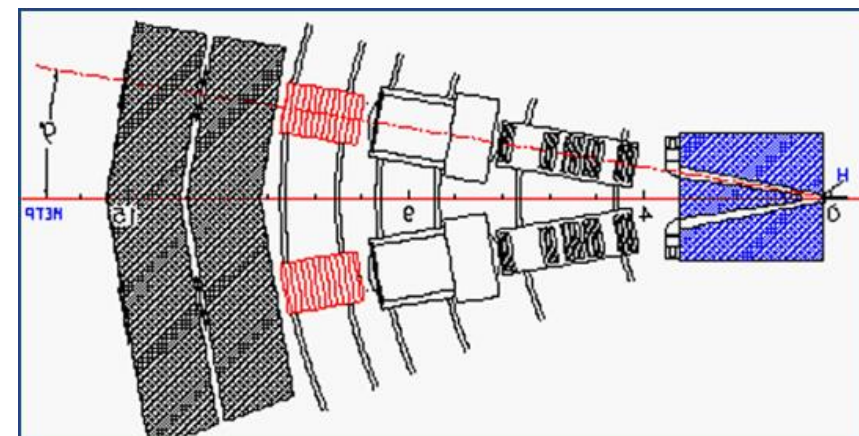


IHEP, Protvino

SPIN

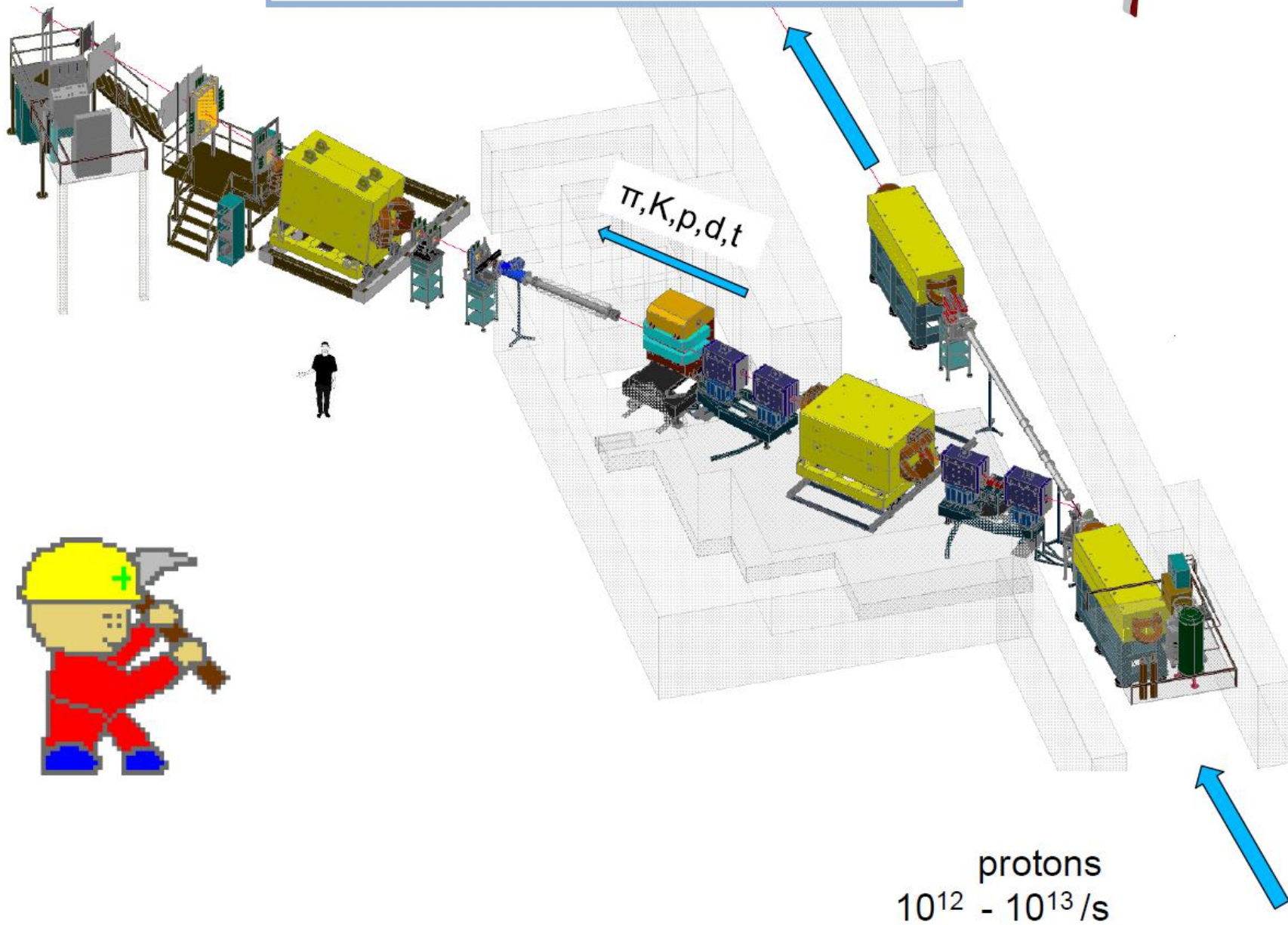


FODS

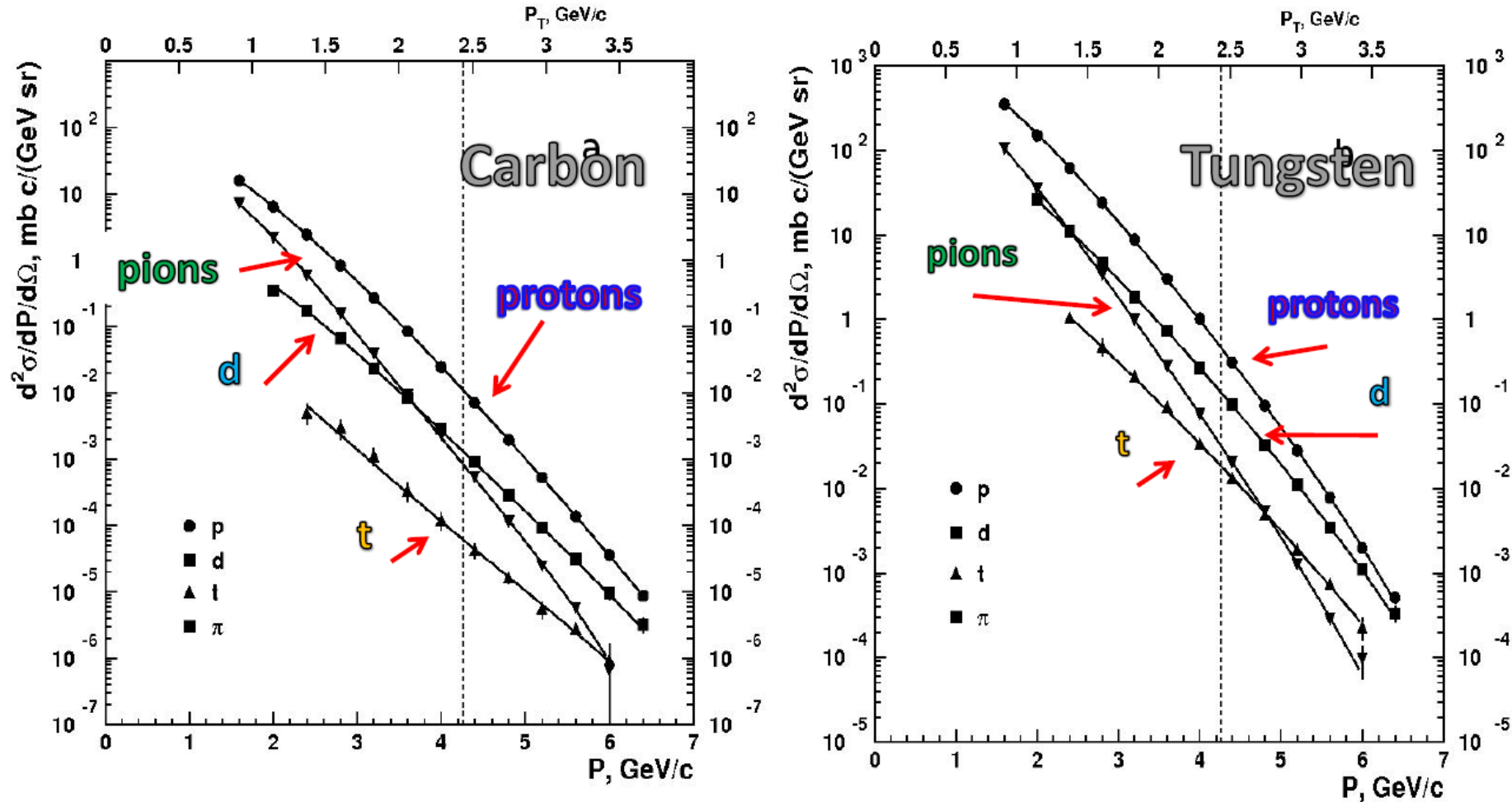


SPIN – narrow acceptance spectrometer,
beam line #8

Spin

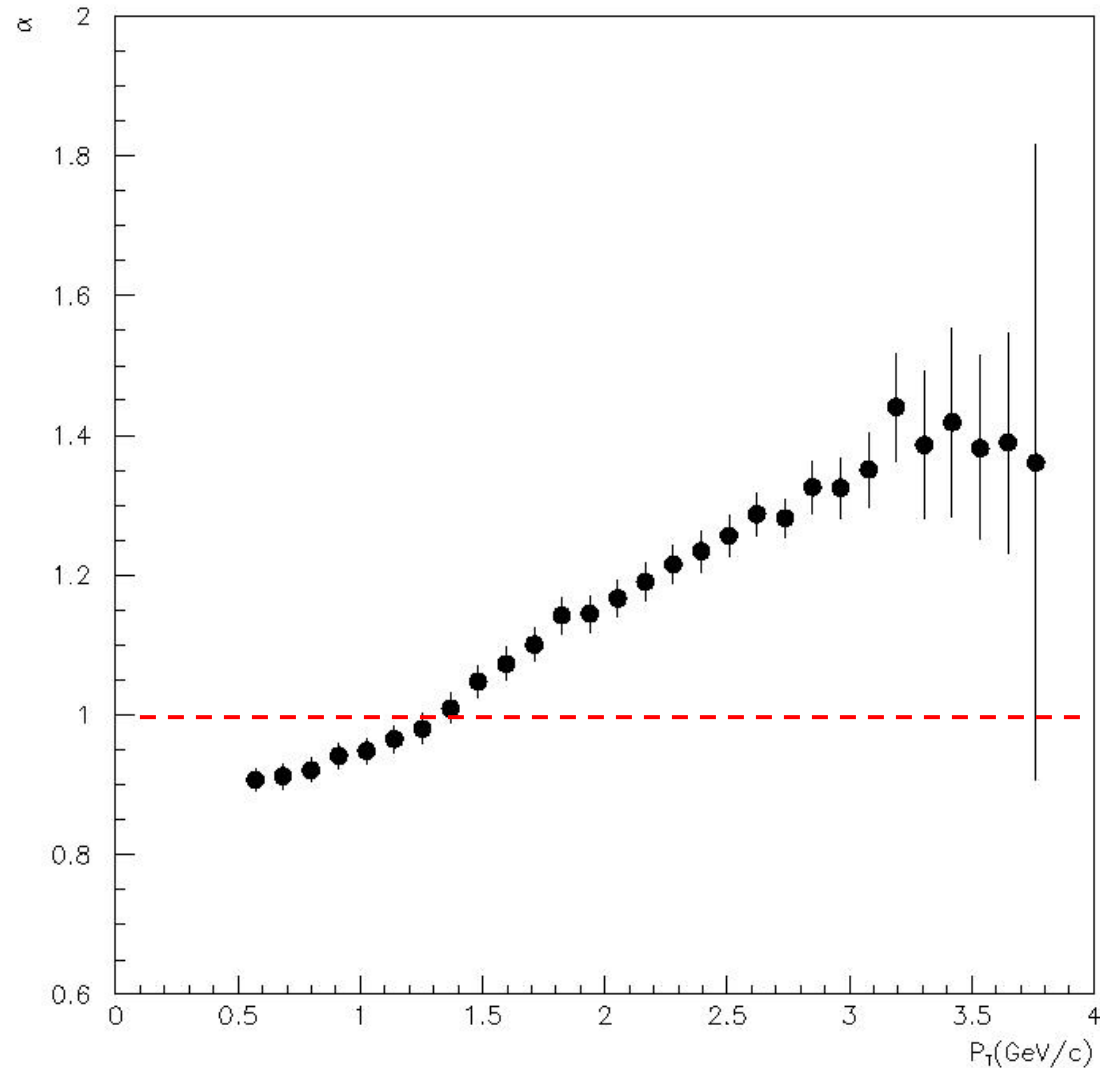


$p(50 \text{ GeV}/c) + A(\text{C, Al, Cu, W}) \rightarrow c(35^\circ) + X$



Invariant function found for positive pion, proton, deuteron and triton.
 The vertical dashed lines indicate the kinematical limit for elastic nucleon–nucleon scattering. The upper horizontal scale shows values of the transverse momentum p_T .

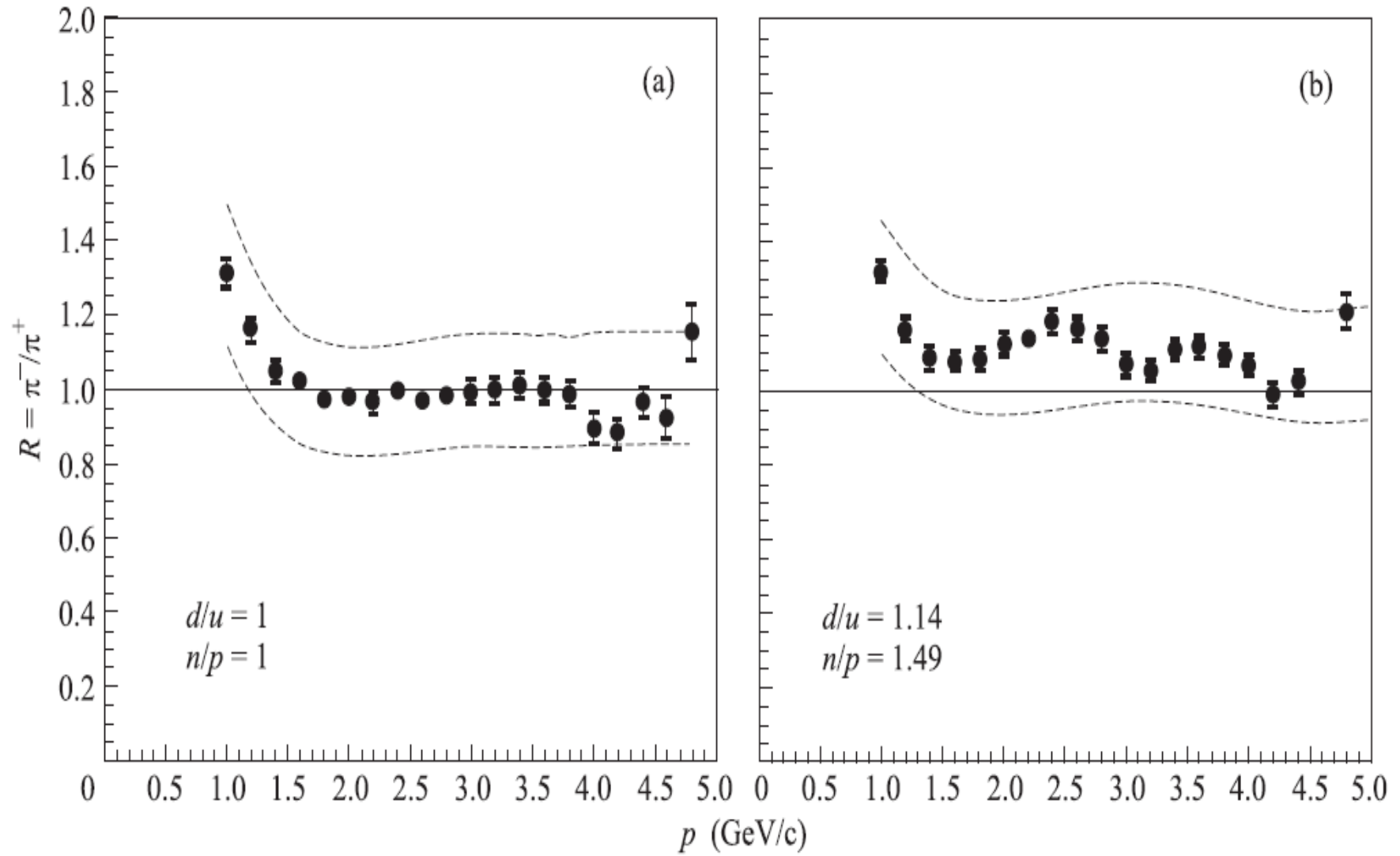
A-dependence for π



$$\sigma : A^\alpha$$

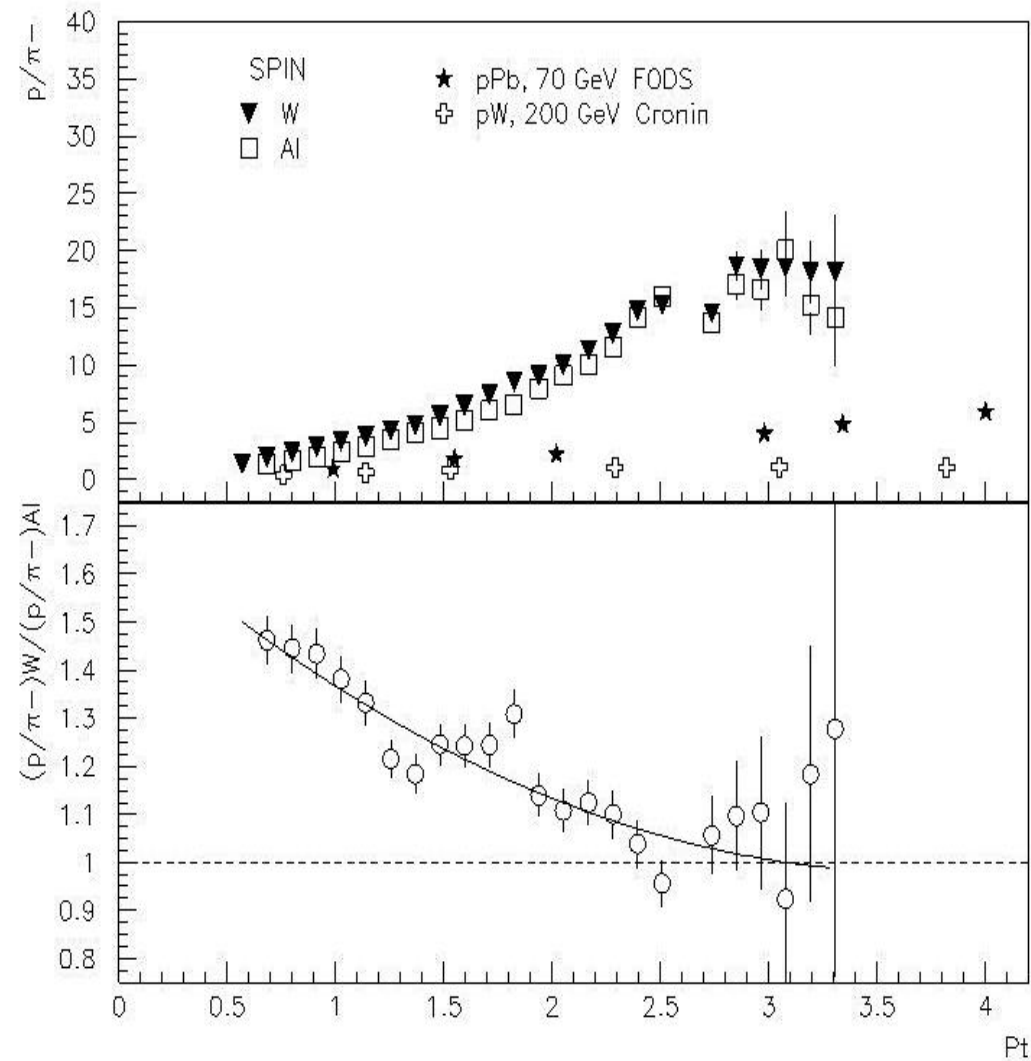
$$\alpha = \ln \left(\frac{\sigma_w}{\sigma_c} \right) / \ln \left(\frac{A_w}{A_c} \right)$$

π^-/π^+



SPIN(IHEP, protvino)

$p+A \rightarrow h + X$ (35° lab system), with 50 GeV proton beam



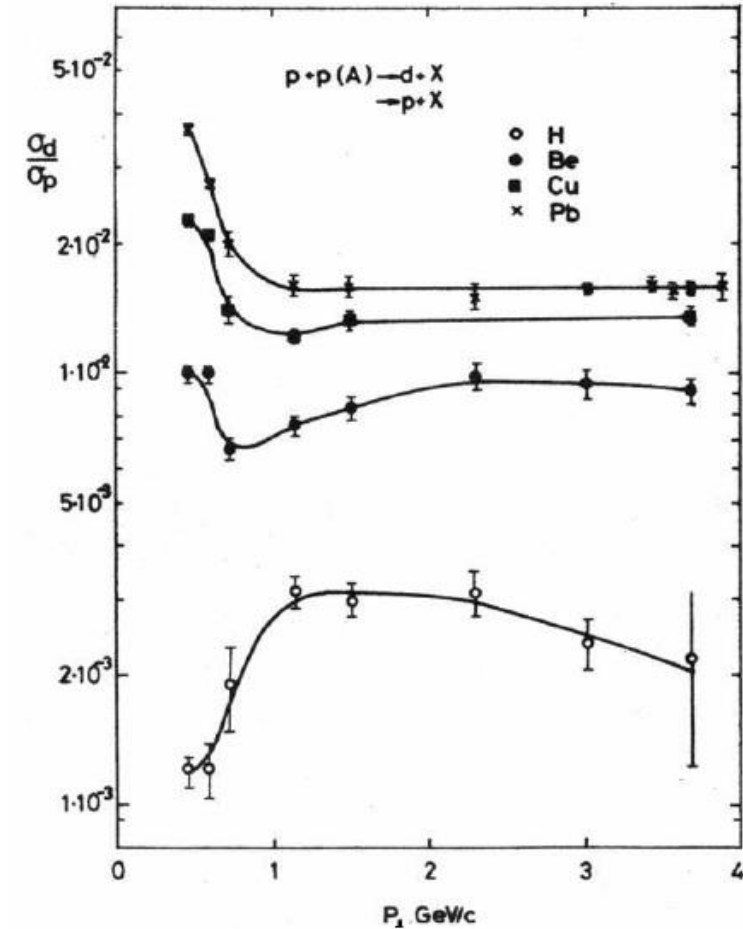
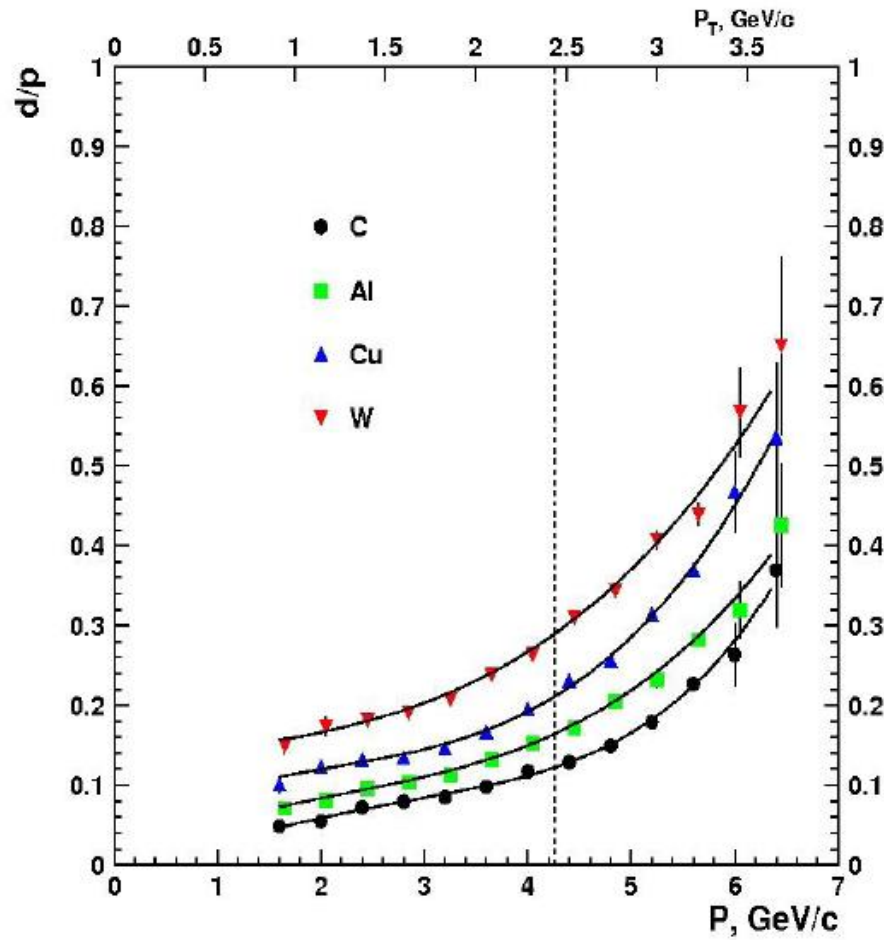
FODS: В.В. Абрамов и др., ЯФ, т.41, вып.2, 357-370(1985)

Cronin: D. Antreasyan et al., Phys. Rev. D 19, 764-778 (1979).

Ratio d/p

отношение выхода дейтронов к выходу протонов как функция импульса

ФОДС В.В.Абрамов и др.,
ЯФ 45(5) (1987), 845–851



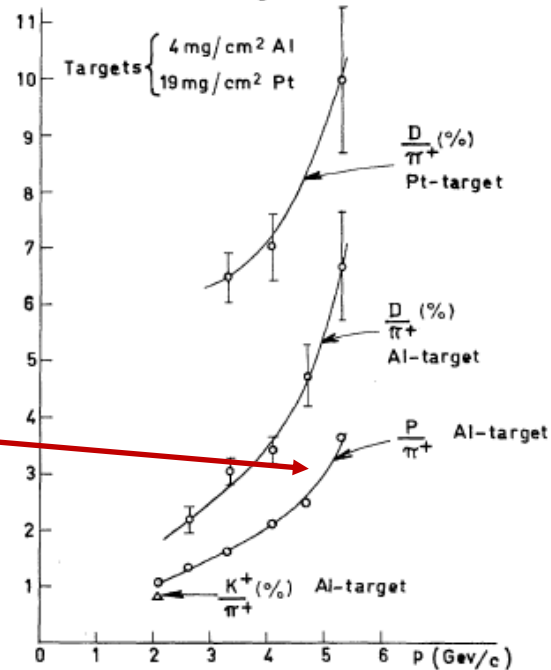
MASS ANALYSIS OF THE SECONDARY PARTICLES PRODUCED
BY THE 25-GEV PROTON BEAM OF THE CERN PROTON SYNCHROTRON

V. T. Cocconi,* T. Fazzini, G. Fidecaro, M. Legros,† N. H. Lipman, and A. W. Merrison
CERN, Geneva, Switzerland
(Received June 1, 1960)

We present here some results of a mass analysis of the secondary particles produced at 15.9° to the circulating beam in an aluminum target bombarded by 25-Gev protons in the CERN proton synchrotron.

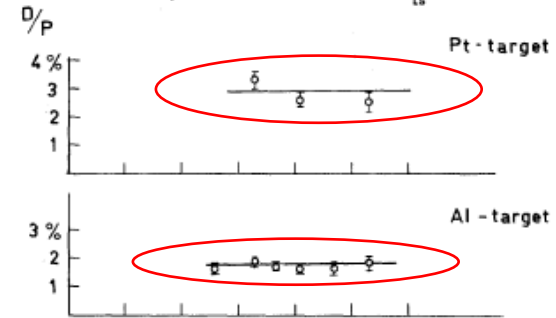
D/p ratio

(a) POSITIVE PARTICLES emitted at $\theta_{LS} = 15.9^\circ$ and measured at 61 m from the target

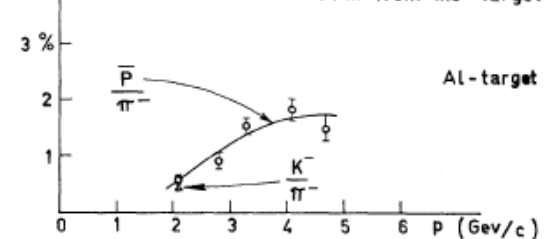


p/ π ratio

(c) RATIO DEUTERONS/PROTONS as a function of momentum for particles emitted at $\theta_{LS} = 15.9^\circ$



(b) NEGATIVE PARTICLES emitted at $\theta_{LS} = 15.9^\circ$ and measured at 61 m from the target



Particle Production at Large Angles by 30- and 33-Bev Protons Incident on Aluminum and Beryllium*

V. L. FITCH, S. L. MEYER,[†] AND P. A. PIROUÉ
 Palmer Physical Laboratory, Princeton University, Princeton, New Jersey
 (Received February 12, 1962)

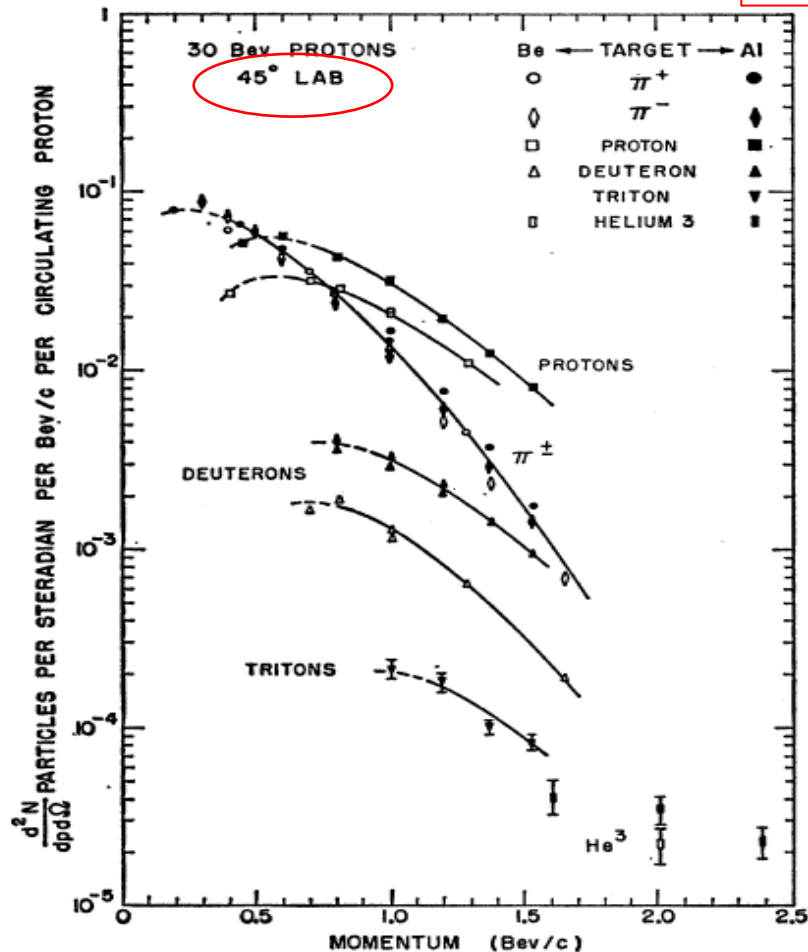


FIG. 3. Momentum spectra of particles emitted at 45° from aluminum and beryllium targets when struck by 30-Bev protons. Tritons from Be were not measured. For general remarks refer to Fig. 2 caption.

+ d/p problem,
 cum. Region ~ 0.25

p/π ratio ~ 20

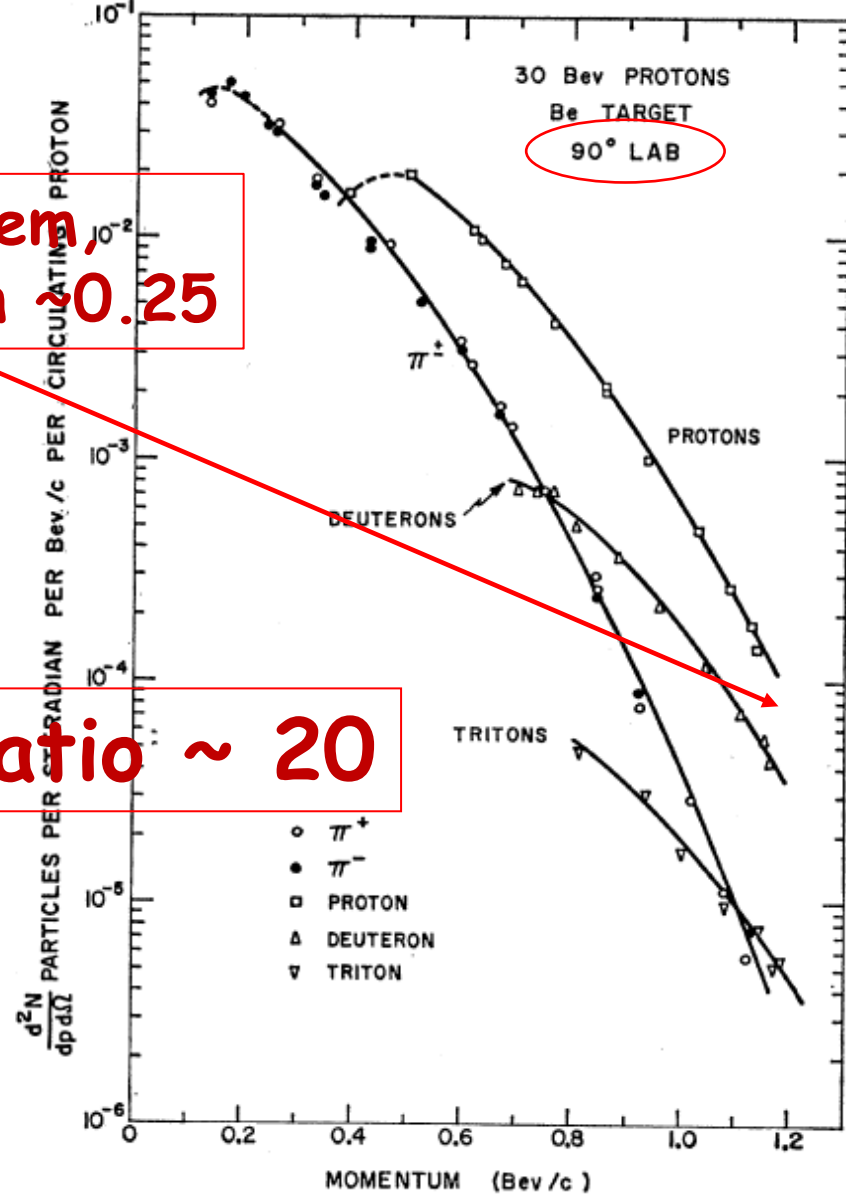


FIG. 2. Momentum spectrum of particles emitted at 90° from a beryllium target struck by 30-Bev protons. The ordinate is the number of particles produced at the target per steradian per Bev/c per circulating proton. The dashed portions of the curves indicate regions where the corrections due to multiple scattering exceed 15%. At the time these data were taken no effort was made to detect He³.

FIELDS, PARTICLES,
AND NUCLEI

**Scaling Behavior of Spectra of Protons, Deuterons,
and Tritons Produced with High Transverse Momenta
in pA and ^{12}CA Collisions**

**N. N. Antonov^a, A. A. Baldin^b, V. A. Viktorov^a, A. S. Galoyan^b, V. A. Gapienko^{a,*},
G. S. Gapienko^a, V. N. Gres^{'a}, M. A. Ilyushin^a, A. F. Prudkoglyad^a, D. S. Pryanikov^a,
V. A. Romanovskii^a, A. A. Semak^a, I. P. Solodovnikov^a, V. I. Terekhov^a,
M. N. Ukhanov^a, and S. S. Shimanskii^b**

The first data on the yield of the lightest nuclear fragments (protons p , deuterons d , and tritons t) with high transverse momenta p_T at an angle of 40° in the laboratory reference frame from nuclear targets bombarded by 50-GeV/ c protons and 20A-GeV/ c carbon nuclei obtained in the SPIN experiment (IHEP, Protvino, Russia) have been reported. It has been shown that the pA and CA data can be described within a common scaling approach, which possibly indicates that the mechanism of formation of high- p_T nuclear fragments is common for these reactions.

$$f_{A_1+A_2} = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 A_1^{\alpha(X_1)} A_2^{\alpha(X_2)} \exp(-\Pi/C_2)$$

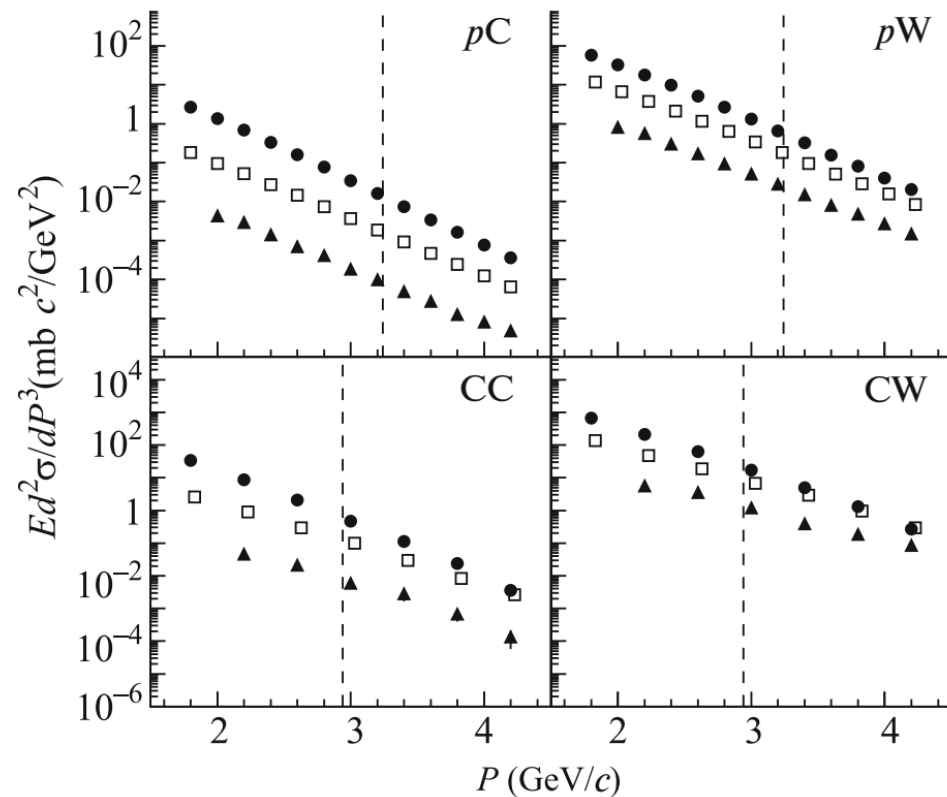


Fig. 1. Spectra of (circles) protons, (rectangles) deuterons, and (triangles) tritons in four different collisions. The vertical dashed straight lines indicate the kinematic limit of elastic nucleon–nucleon scattering at 40° .

$$g(\Pi) = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} / \left(C_1 A_1^{\alpha(X_1)} A_2^{\alpha(X_2)} \right) \quad \alpha(X) = (2.4 + X)/3$$

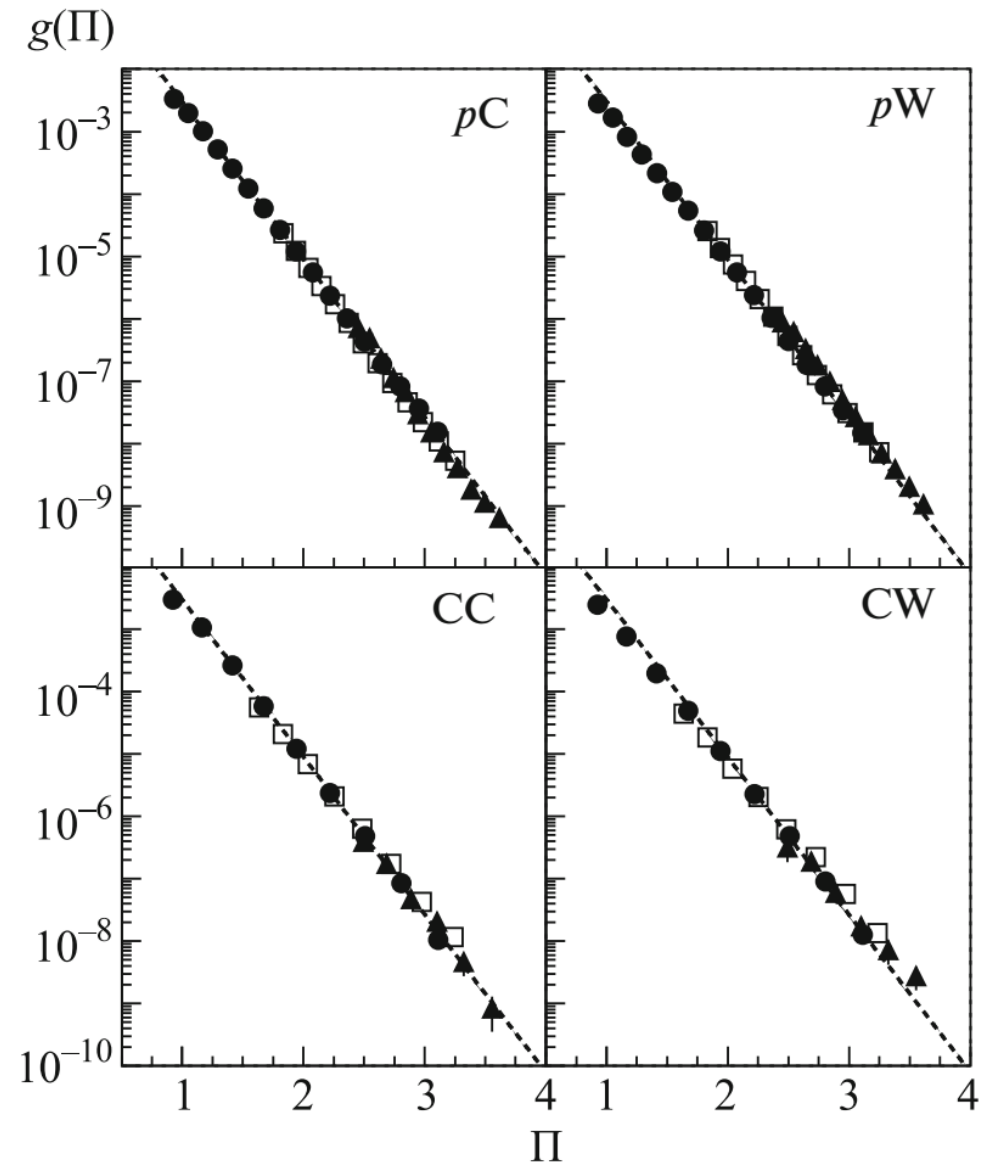


Fig. 4. Exponential dependence of the cross sections on Π for (circles) protons, (squares) deuterons, and (triangles) tritons. The dashed lines represent the function $\exp(-\Pi/0.172)$.

ELEMENTARY PARTICLES AND FIELDS

Experiment

Production of High-Transverse-Momentum Deuterons and Tritons at an Angle of 40° in Proton–Nucleus Interactions at a Beam Energy of 50 GeV

N. N. Antonov¹⁾, V. A. Viktorov¹⁾, V. A. Gapienko¹⁾*, G. S. Gapienko¹⁾,
V. N. Gres¹⁾, A. F. Prudkoglyad¹⁾, V. A. Romanovskii¹⁾, A. A. Semak¹⁾,
I. P. Solodovnikov¹⁾, V. I. Terekhov¹⁾, M. N. Ukhanov¹⁾, and S. S. Shimanskii²⁾

Received December 27, 2021; revised December 27, 2021; accepted January 5, 2022

Abstract—Data on the production of positively charged particles emitted at an angle of 40° (in the laboratory frame) with transverse momenta of up to $2.7 \text{ GeV}/c$ in the interaction of $50\text{-GeV}/c$ protons with carbon, aluminum, copper, and tungsten nuclear targets are presented. Particular attention is given to studying the production of light nuclear fragments, such as deuterons (d) and tritons (t). An analysis of data on d and t particles gives grounds to state that these fragments arise via a local mechanism of their direct knockout from nuclei. The results were obtained in the SPIN experiment at the Institute for High Energy Physics (IHEP, Protvino).

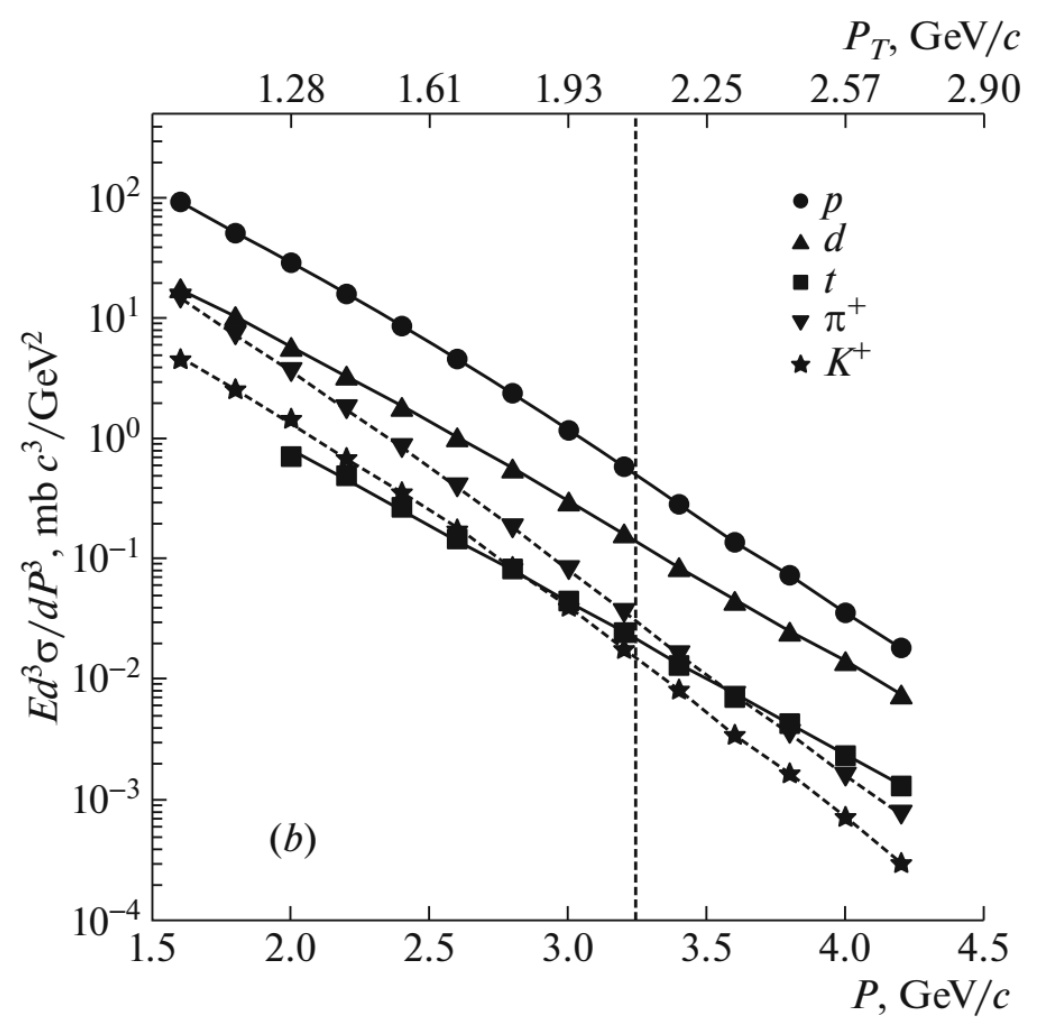
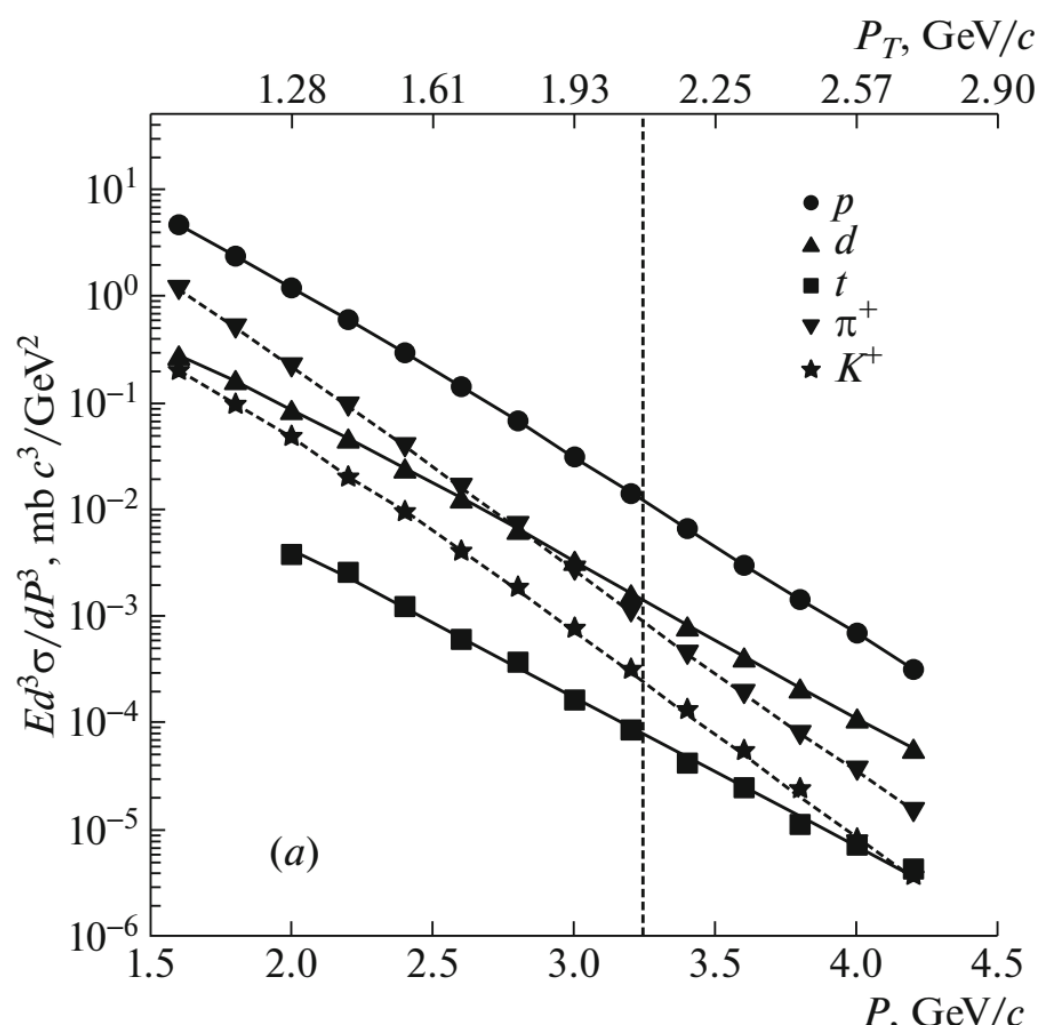


Fig. 2. Invariant cross sections for π^+ , K^+ , p , d , and t production at an angle of 40° in proton interactions with (a) carbon and (b) tungsten targets. The vertical lines correspond to elastic nucleon–nucleon scattering at an angle of 40° . The transverse-momentum values are given on the upper horizontal scale. The curves in this figure are drawn to guide the eye.

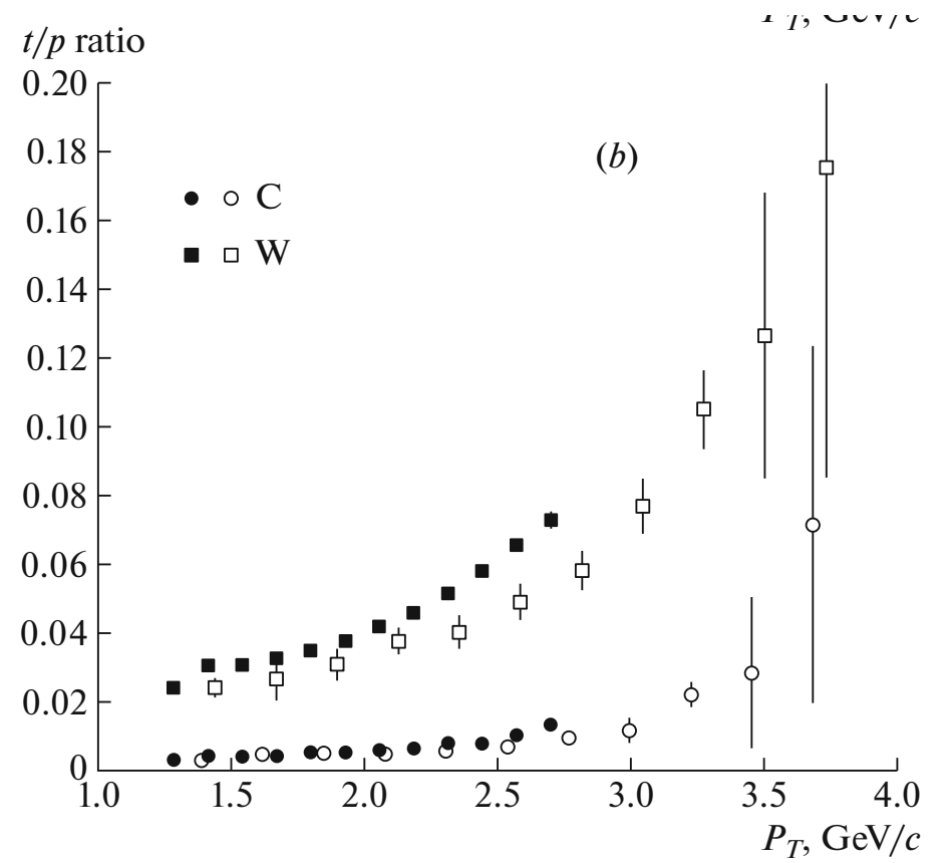
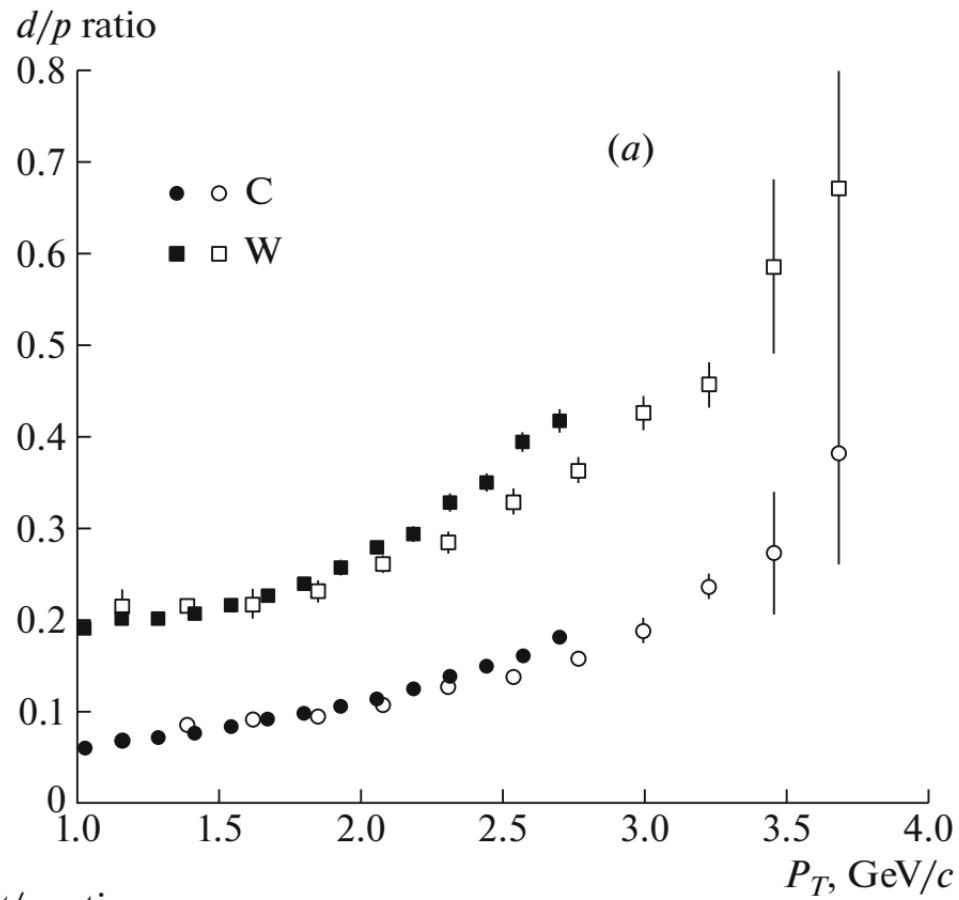
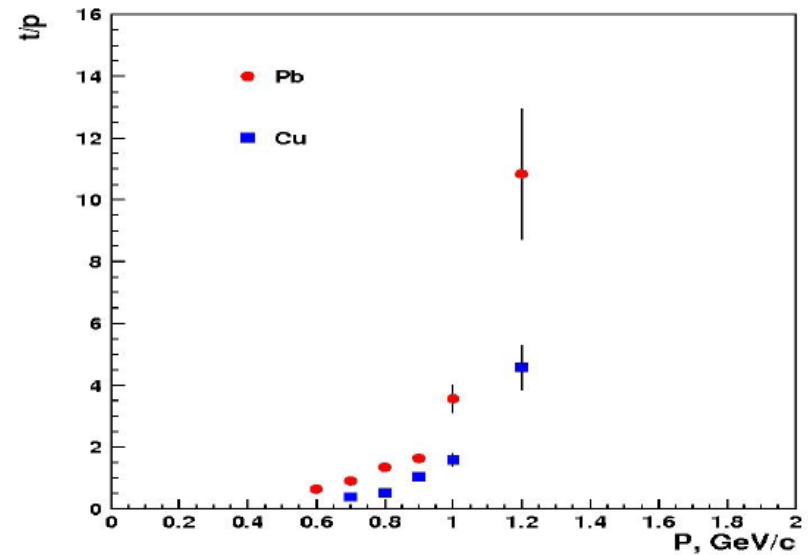
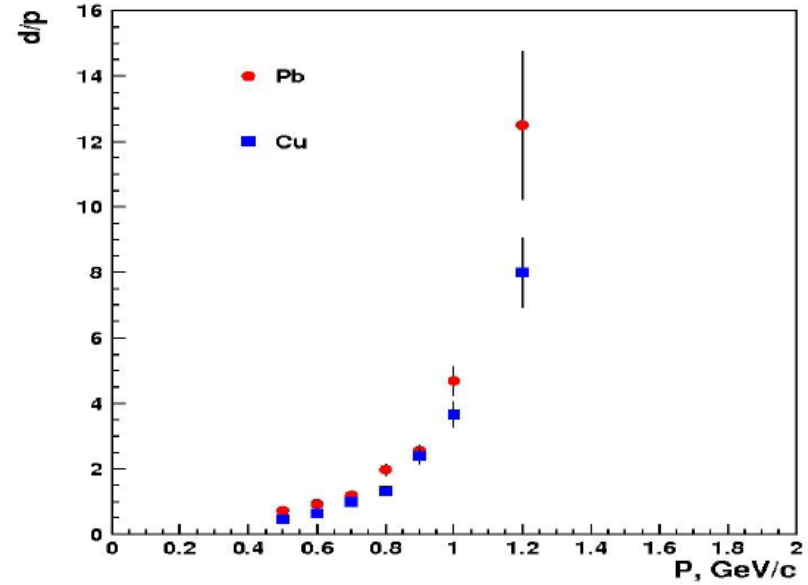
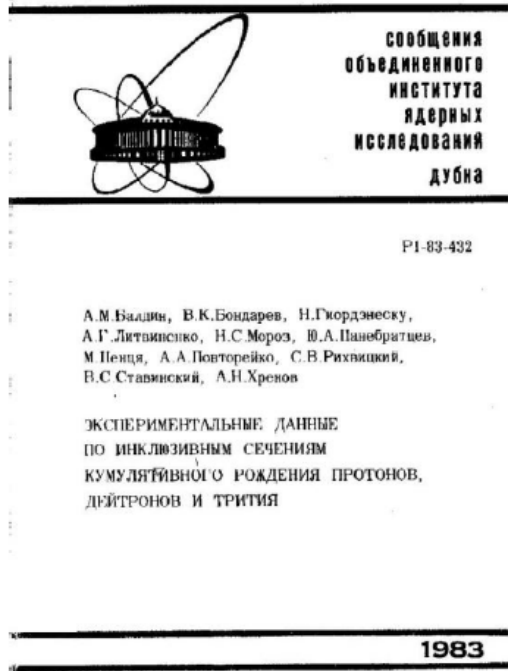


Fig. 3. Ratios of the (a) deuteron and (b) triton yields to the proton yield at various transverse momenta of particles in the cases of employing carbon and tungsten targets. The closed symbols represent results of the present study. The open symbols stand for data measured earlier in [3] for an angle of 35° .

пример "чистого" кумулятивного процесса назад

Спектрометр ДИСК-2
Протон-ядро при $P=8.9$ ГэВ/с

180°



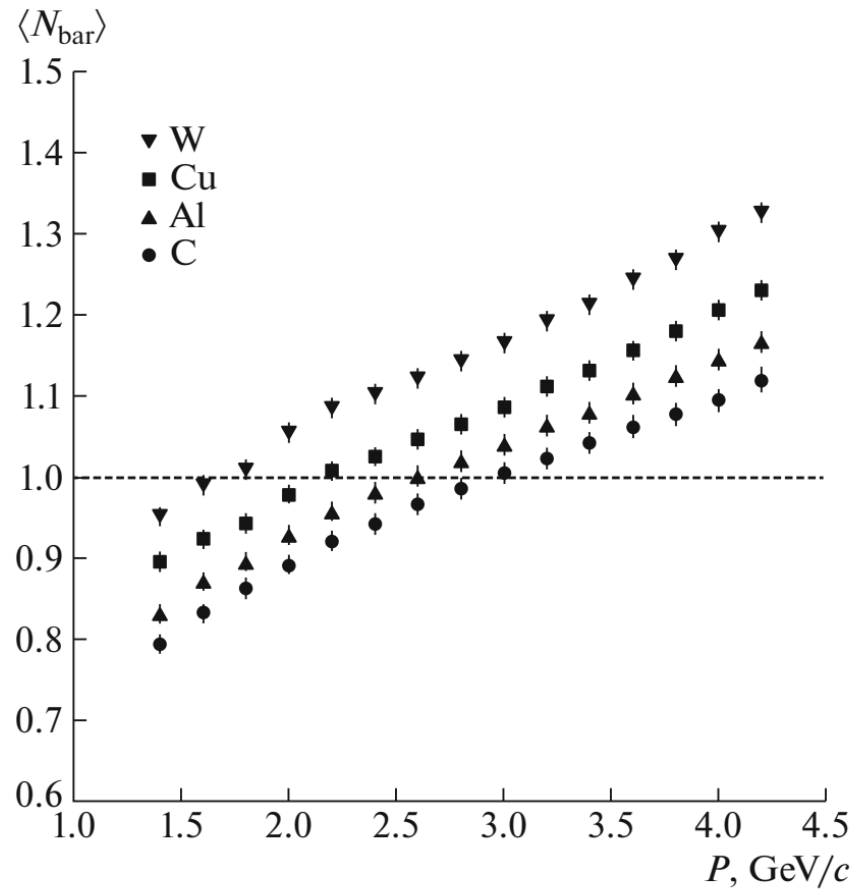
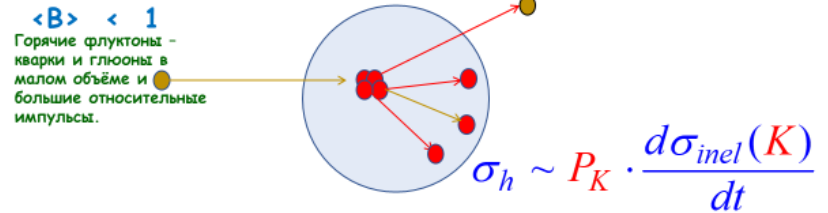
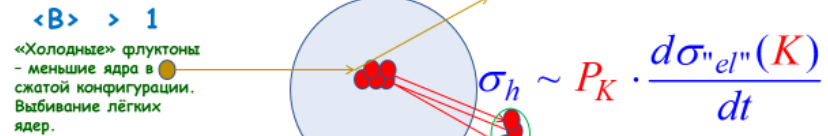
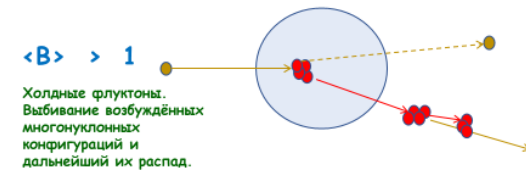


Fig. 4. Average baryon number at various momenta.

Среднее число барионов для флуктонов с разными свойствами



Среднее число барионов для флуктонов с разными свойствами



$$\frac{E_d}{\sigma_{inel}} \frac{d^3\sigma_A}{dp_d^3} = B_2 K_{np} \left(\frac{E_p}{\sigma_{inel}} \frac{d^3\sigma_p}{dp_p^3} \right)^2$$

Table 1. Average values of B_2 for $p_d = 2-4$ GeV/c

Target	C	Al	Cu	W
$B_2, \text{GeV}^2/c^3$	0.021 ± 0.004	0.025 ± 0.004	0.029 ± 0.005	0.022 ± 0.003

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 A_1^{\alpha(X_1)} A_2^{\alpha(X_2)} \exp(-\Pi/C_2) \quad \alpha(X) = (2.45 + X)/3 \quad C_2 = 0.172 \pm 0.003$$

CT for Nuclei and parton-A interaction

$$C_1 = 185 \pm 15 \text{ mb } c^3/\text{GeV}^2 \quad (\text{d})$$

$$C_1 = 56 \pm 13 \text{ mb } c^3/\text{GeV}^2 \quad (\text{t})$$

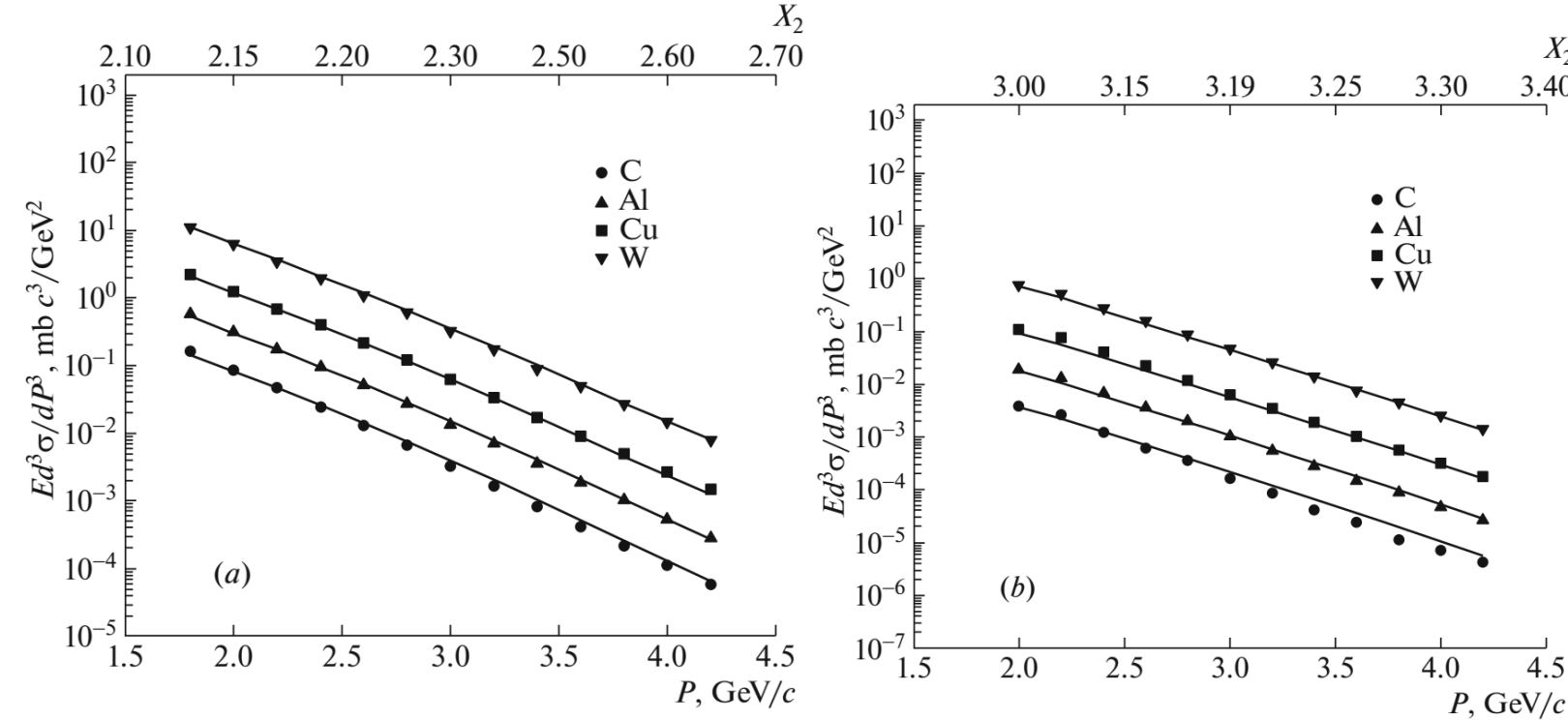


Fig. 5. Invariant cross sections for (a) deuteron and (b) triton production versus the momentum. The calculated values of the variable X_2 are given on the upper horizontal scales. The curves represent the results of an approximation of the data by a parameterization of the form (3).

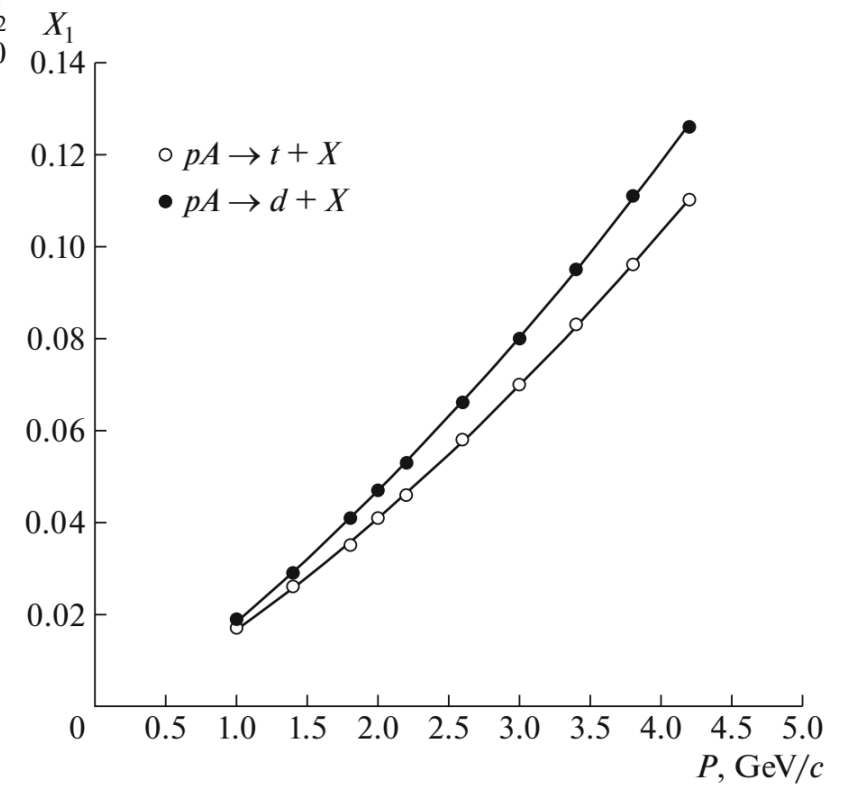


Fig. 6. Values calculated for Stavinsky's variable X_1 for d and t production according to the algorithm proposed in [14] for various values of the fragment momentum.

CsDBM

1. **Cold** - exists inside ordinary nuclear matter as a quantum component of the wave function (with some probability and life time).
2. **superDense** - several nucleons can be in a volume less than the nucleon volume. The mass will be several nucleon masses. The small size means that the multinucleon(multiquark) configuration seeing as point like objects in processes with high transfer energy.
3. **Baryonic Matter** - enhancement of baryonic states and suppression of sea and gluon degrees of freedom (mesons and antiparticles production).

THERMODYNAMICS OF STRONG INTERACTIONS

V.I.Yukalov, E.P.Yukalova

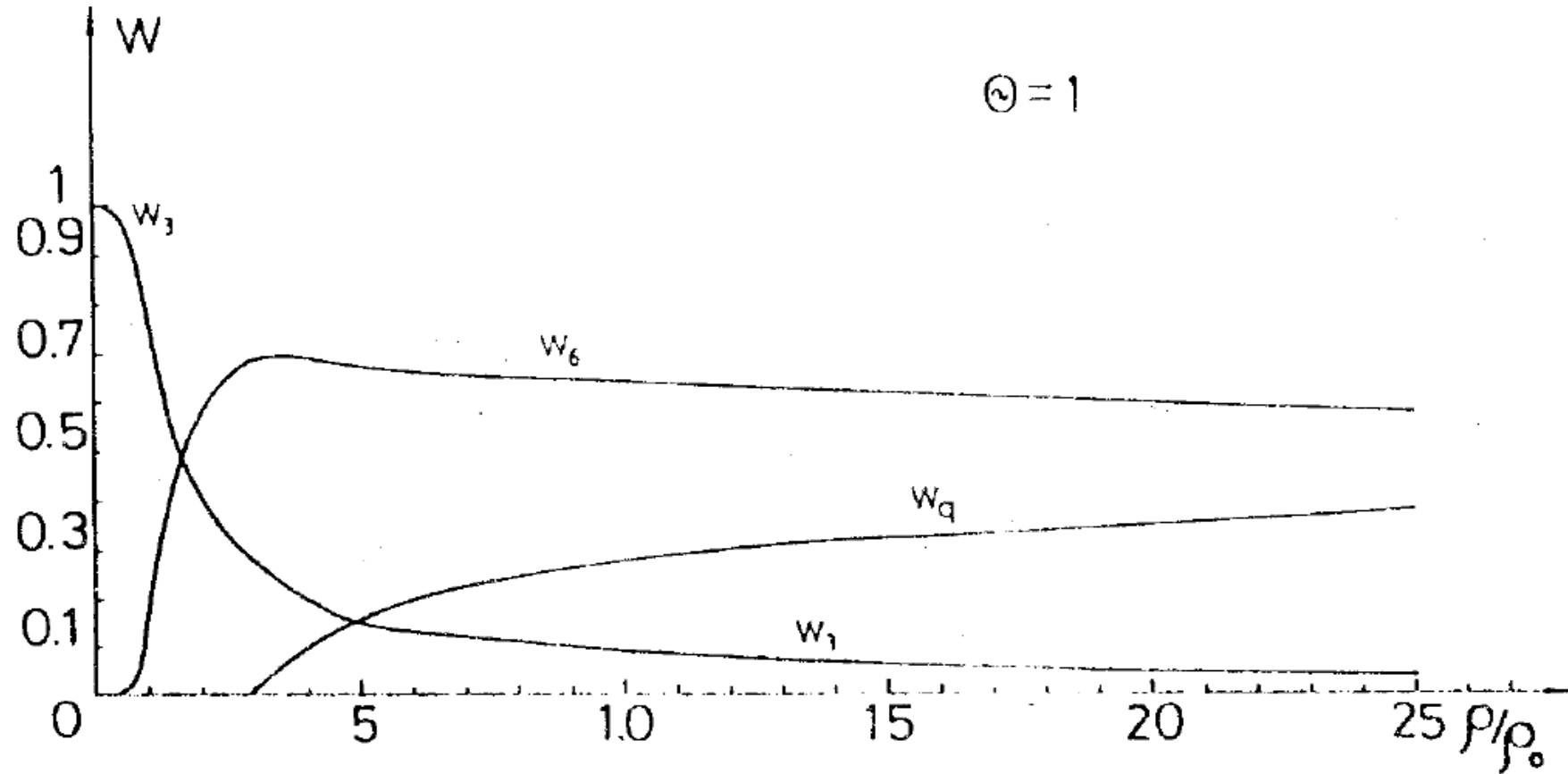
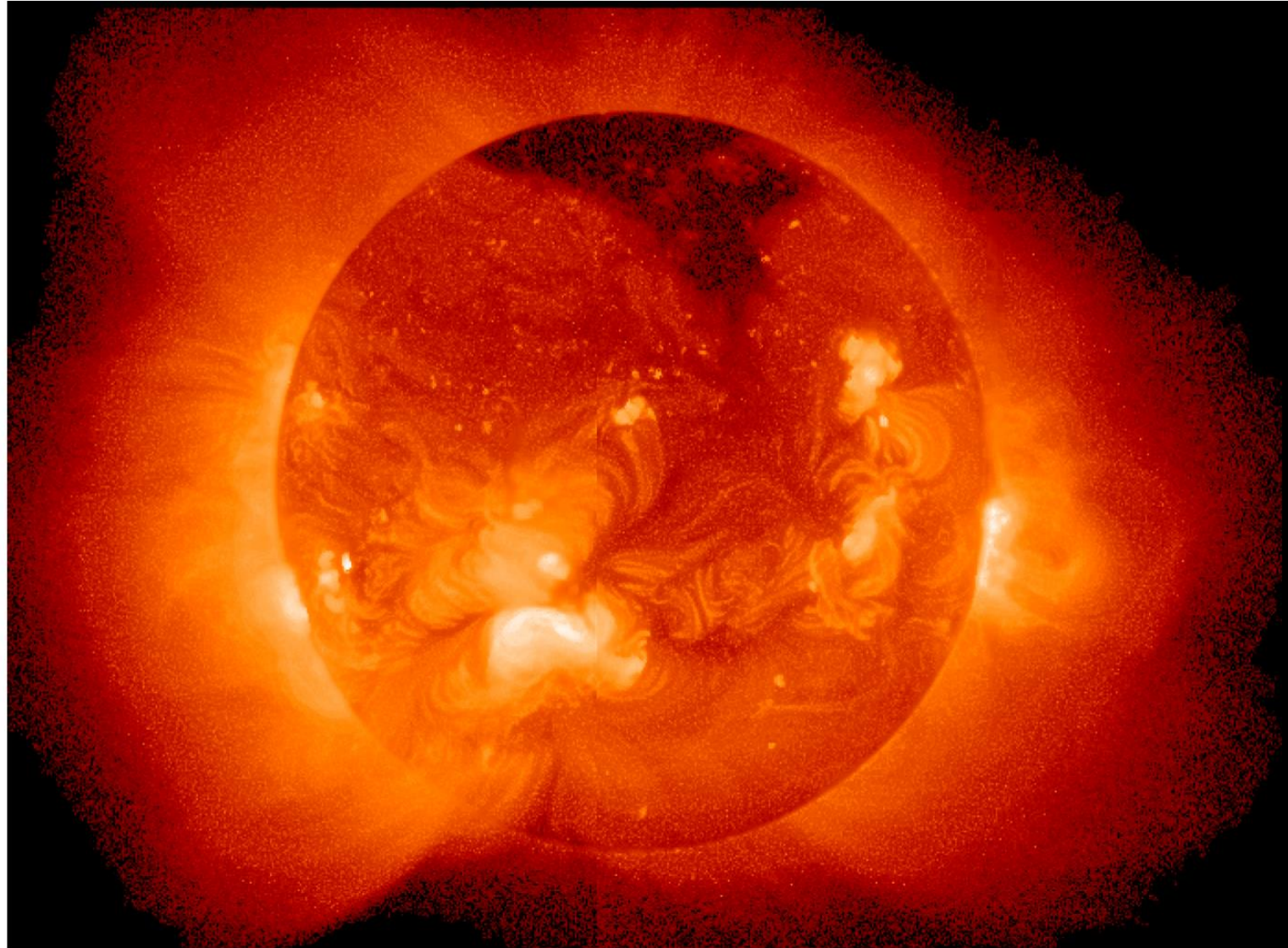


Fig.6. Nucleon, $6q$ -cluster, and unbound quark probabilities as functions of the relative density at $\Theta = 0$

Температура в центре Солнца ~ 15 000 000 К(эВ)



Температура КГТ около 170 МэВ

A Final Thought...



“This is not the end. It is not even the beginning of the end. It is, perhaps, the end of the beginning...”

-- Winston Churchill

Спасибо, что пришли и слушали!

Multiquark states have been discussed since the 1st page of the quark model

A SCHEMATIC MODEL OF BARYONS AND MESONS *

M. GELL-MANN

California Institute of Technology, Pasadena, California

Received 4 January 1964



If we assume that the strong interactions of baryons and mesons are correctly described in terms of the broken "eightfold way" ¹⁻³, we are tempted to look for some fundamental explanation of the situation. A highly promised approach is the purely dynamical "bootstrap" model for all the strongly interacting particles within which one may try to derive isotopic spin and strangeness conservation and broken eightfold symmetry from self-consistency alone ⁴). Of course, with only strong interactions, the orientation of the asymmetry in the unitary space cannot be specified; one hopes that in some way the selection of specific components of the F-spin by electromagnetism and the weak interactions determines the choice of isotopic spin and hypercharge directions.

Even if we consider the scattering amplitudes of strongly interacting particles on the mass shell only and treat the matrix elements of the weak, electromagnetic, and gravitational interactions by means

number $n_t - n_{\bar{t}}$ would be zero for all known baryons and mesons. The most interesting example of such a model is one in which the triplet has spin $\frac{1}{2}$ and $z = -1$, so that the four particles d^- , s^- , u^0 and b^0 exhibit a parallel with the leptons.

A simpler and more elegant scheme can be constructed if we allow non-integral values for the charges. We can dispense entirely with the basic baryon b if we assign to the triplet t the following properties: spin $\frac{1}{2}$, $z = -\frac{1}{3}$, and baryon number $\frac{1}{3}$. We then refer to the members $u^{\frac{2}{3}}$, $d^{-\frac{1}{3}}$, and $s^{-\frac{1}{3}}$ of the triplet as "quarks" ⁶) q and the members of the anti-triplet as anti-quarks \bar{q} . Baryons can now be constructed from quarks by using the combinations (qqq) , $(qqq\bar{q}\bar{q})$, etc., while mesons are made out of $(q\bar{q})$, $(qq\bar{q}\bar{q})$, etc. It is assuming that the lowest baryon configuration (qqq) gives just the representations **1**, **8**, and **10** that have been observed, while the lowest meson configuration $(q\bar{q})$ similarly gives just **1** and **8**.

(dd or ud or uu)

that it would never have been detected. A search for stable quarks of charge $-\frac{1}{3}$ or $+\frac{2}{3}$ and/or stable di-quarks of charge $-\frac{2}{3}$ or $+\frac{1}{3}$ or $+\frac{4}{3}$ at the highest energy accelerators would help to reassure us of the non-existence of real quarks.

DIQUARKS AND DYNAMICS OF LARGE- P_{\perp} BARYON PRODUCTION

Modern Physics Letters A, Vol. 3, No. 9 (1988) 909–916

© World Scientific Publishing Company

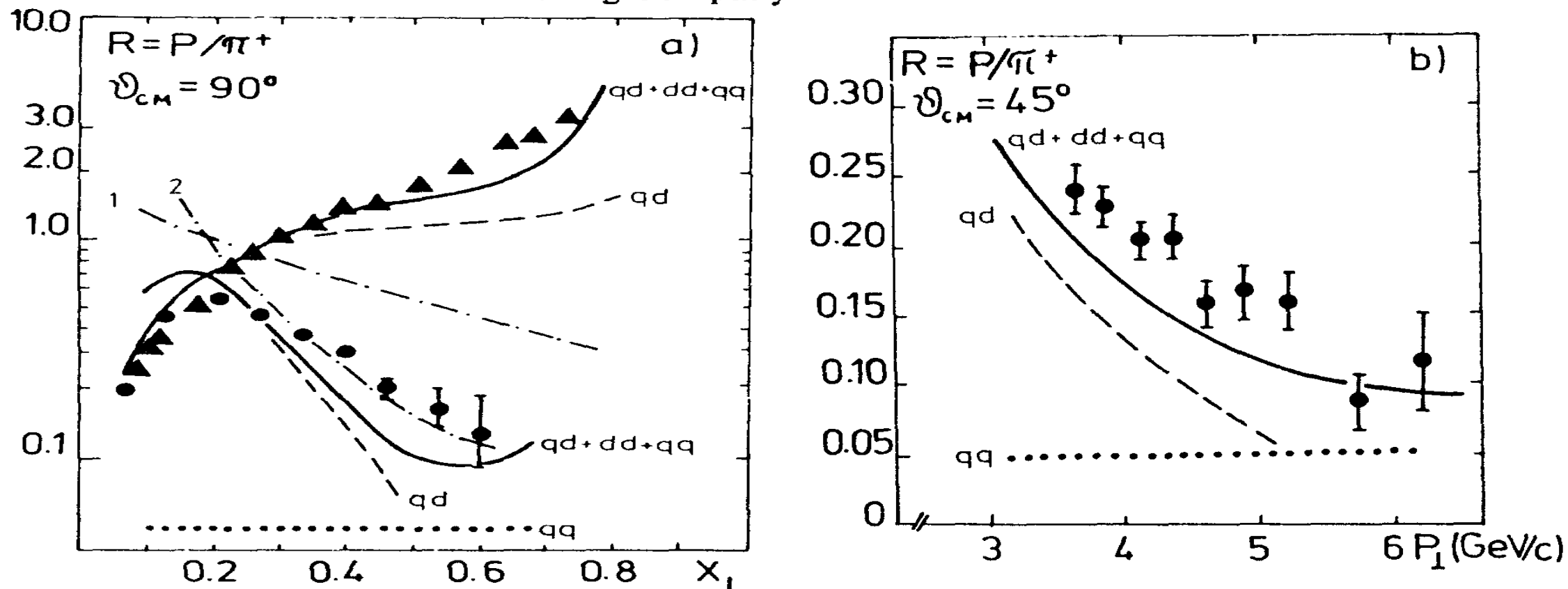


Fig. 1. $R = p/\pi^+$ is the particle yield ratio in the pp -collisions.

a) $\vartheta_{CM} = 90^\circ$: \bullet the FNAL data¹ at $\sqrt{s} = 23.4$ GeV ($E = 300$ GeV); \blacktriangle the IHEP (Serpukhov) data² at $\sqrt{s} = 11.5$ GeV ($E = 70$ GeV).

b) $\vartheta_{CM} = 45^\circ$: \bullet the CERN ISR data³ at $\sqrt{s} = 62$ GeV ($E \approx 1900$ GeV).

The dotted curve shows the contribution of the qq -subprocess, the dashed one shows the contribution of the qd -subprocess. The total contribution of the qq -, qd - and dd -subprocesses is denoted by the solid lines. The dashed-dotted curves show the calculations with the diquark function $G_d^N(x) \sim (1-x)/x$ at 70 GeV (curve 1) and at 300 GeV (curve 2).

Exclusive NN study at $x_T \sim 1$

$$N \uparrow + N \uparrow \rightarrow BB + MM$$

$$B(p, n, \Delta, \Delta \dots), M(\pi, K, \dots)$$

Mechanisms of hyperons polarization

$$N \uparrow N \uparrow \rightarrow NN$$



$$N \uparrow N \uparrow \rightarrow BB + \pi\pi(KK)$$

$$N \uparrow N \uparrow \rightarrow \Delta\Delta$$

Detail vertexes studies and spin structure of the interaction vertexes:

$$q + (q) - (\text{quark} - \text{quark})$$

$$q + (qq) - (\text{quark} - \text{diquark})$$

$$(qq) + (qq) - (\text{diquark} - \text{diquark})$$

Qualitative analysis of proton inelastic scattering for diquark searching

VLADIMIR V. BYTEV,^{a1} STEPAN. S. SHIMANSKIY^a

^a Joint Institute for Nuclear Research,
141980 Dubna (Moscow Region), Russia

Abstract

In this paper we discuss exclusive reactions which analysis can be used to receive direct indication of diquark existence. We make estimations of diquark scattering process measurement in inelastic proton-proton collisions. It was shown that putting special restrictions over kinematics and particles in final state of process it will be possible to enhance potential diquark contribution to scattering up to 10^4 .

We put qualitative characteristics of process with diquark and ways to distinguish it from quark scattering in model-independent way.

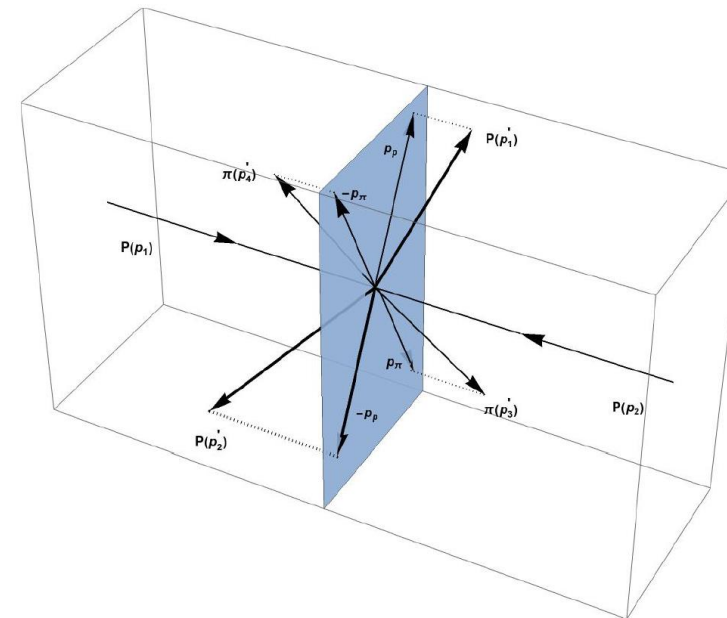


Figure 4: Kinematics of particles in pp collision in the case of diquark-diquark scattering.

High p_T exclusive reactions -> MPI

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0)}{d\sigma(pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-)} \approx \frac{12}{7} \approx 1.7 \quad \text{With } uu \text{ and } ud \text{ diquarks}$$

$$p \uparrow + p \uparrow \rightarrow B + B + M\bar{M}$$

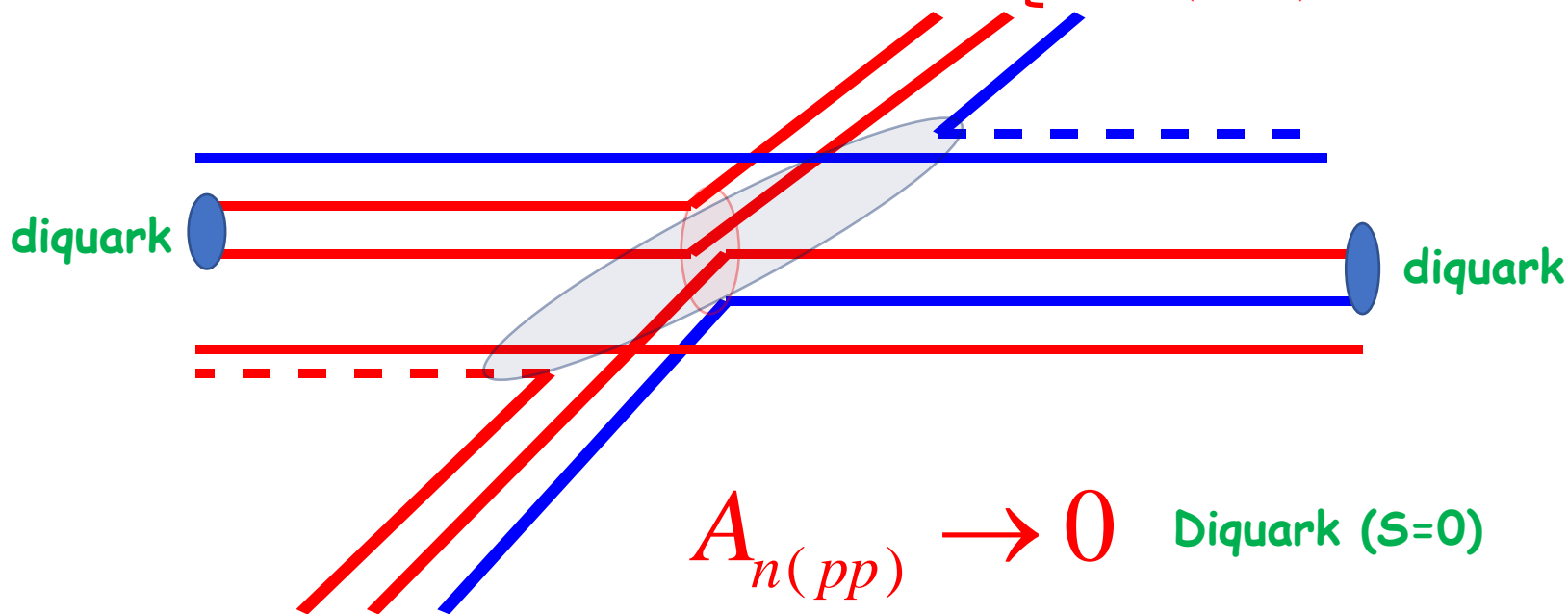
$$p \uparrow + p \uparrow \rightarrow p + p + \pi^0\pi^0 (\pi^+\pi^-)$$

$$R = \frac{N(\pi^+\pi^-)}{N(\pi^0\pi^0)} = \frac{2}{7}$$

Without diquark

$$R = \frac{N(\pi^+\pi^-)}{N(\pi^0\pi^0)} \rightarrow 0$$

Diquark ud only



РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ МАЛОНУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ДЕЙТОНЕ И ЯДРАХ

М. И. Стрикман, Л. Л. Франкфурт

Ленинградский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Ленинград

572 М. И. СТРИКМАН, Л. Л. ФРАНКФУРТ

малых расстояний в ядрах и о способе их описания представляет самостоятельный интерес. Цель обзора — показать, что отбор событий, содержащих кумулятивные частицы, увеличивает относительный вклад от конфигураций в волновой функции ядра, содержащих несколько нуклонов (два, три) на малых относительных расстояниях *. (Кумулятивными частицами мы, следуя [6], называем вторичные частицы, образующиеся в кинематической области, запрещенной для рассеяния на свободном нуклоне. Независимо от теоретической интерпретации этот термин удобен для обозначения указанной кинематической области.)

6. Балдин А. М. — Краткие сообщ. по физике, 1971, т. 1, с. 35.

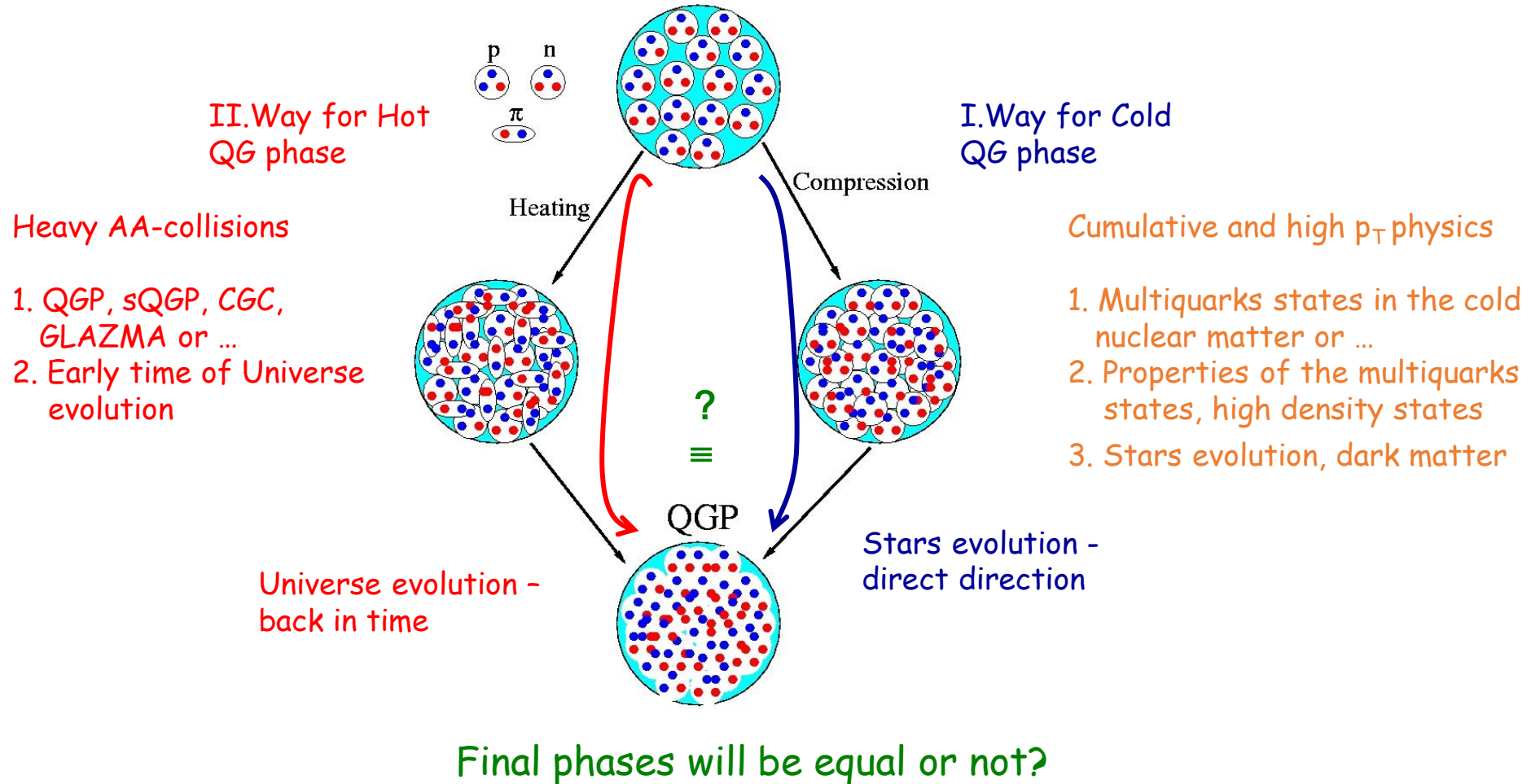
КУМУЛЯТИВНЫЕ НУКЛОНЫ
И КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ЯДРЕ

М. И. Стрикман и Л. Л. Франкфурт

Новый этап в изучении флюктонов начался с предсказания А. М. Балдиным [4] и экспериментального обнаружения группой В. С. Ставинского [5] так называемого кумулятивного эффекта *, т. е. рождения на ядре вторичных частиц далеко за пределами кинематической области, допустимой при соударении с одним покоящимся нуклоном ядра.

* О том, сколь необычно это явление, свидетельствует такая аналогия. Представьте, что мотоциклист, движущийся со скоростью 60 км/ч, налетает на столб и остается цел и невредим, но зато шлем, слетевший с его головы, продолжает движение со скоростью 600 км/ч. Невозможно? Законам механики это не противоречит, но такое явление невероятно для электромагнитных сил, лежащих в основе молекулярных связей. Для ядерных же сил оно наблюдалось экспериментально, когда ядра дейтерия с энергией 5 ГэВ/нуклон, сталкиваясь с водородом, рождали мезоны с энергией 8 ГэВ.

What if we compress/heat the system so much that the individual hadrons start to interpenetrate?



Local processes in NN kinematic

Production of anti-protons in the proton - nucleus interactions at 10.1-GeV/c. A.A. Sibirtsev, G.A. Safronov, G.N. Smitnov, Yu.V. Trebuchovsky (Moscow, ITEP). 1991. Published in Yad.Fiz. 53 (1991) 191-199



ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ АДРОНОВ С ИМПУЛЬСОМ ДО 2 ГэВ/с В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ 70 ГэВ

БАРКОВ Л. М., ЗОЛОТОРЕВ М. С., КОТОВ В. И. ¹⁾, ЛЕБЕДЕВ П. К., МАКАРЬИНА Л. А. ²⁾, МИШАКОВА А. П. ²⁾, ОХАПКИН В. С., РЗАЕВ Р. А. ¹⁾, САХАРОВ В. П. ¹⁾, СМАХТИН В. П., ШИМАНСКИЙ С. С.

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

(Поступила в редакцию 2 августа 1982 г.)

Sov.J.Nucl.Phys.37:732,1983

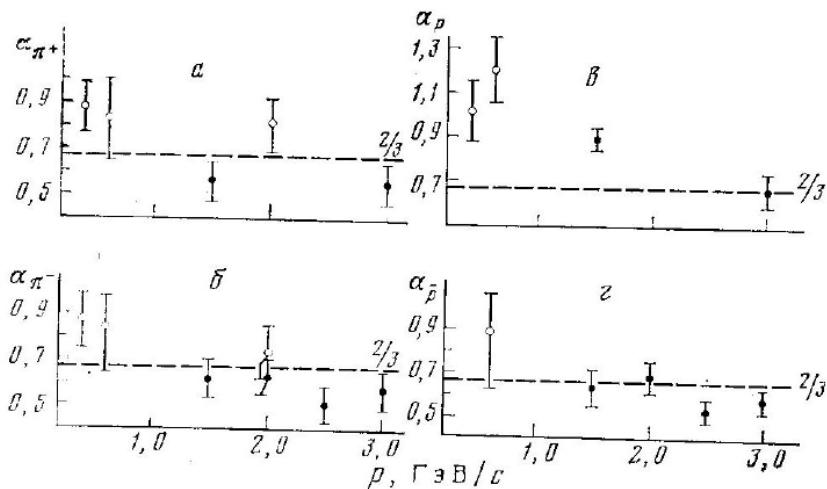


Рис. 4. Зависимость показателя α от импульса для положительных пионов (а), отрицательных пионов (б), протонов (в) и антипротонов (г) (● - [11], ○ - данная работа)

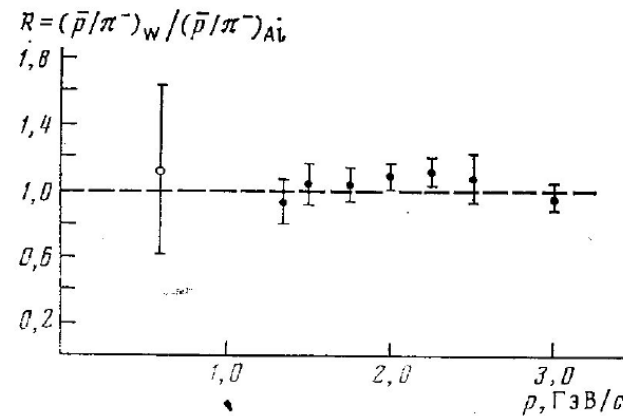


Рис. 6. Сравнение отношений выходов антипротонов и отрицательных пионов для W и Al мишеней в зависимости от импульса частиц (● - [11], ○ - данная работа)

Subthreshold Antiproton Production in $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ Collisions at 2.1 GeV/Nucleon

J. B. Carroll,⁽¹⁾ S. Carlson,⁽¹⁾ J. Gordon,⁽¹⁾ T. Hallman,⁽⁴⁾ G. Igo,⁽¹⁾ P. Kirk,⁽⁵⁾ G. F. Krebs,⁽³⁾ P. Lindstrom,⁽³⁾ M. A. McMahan,⁽³⁾ V. Perez-Mendez,⁽³⁾ A. Shor,⁽²⁾ S. Trentalange,⁽¹⁾ and Z. F. Wang⁽¹⁾

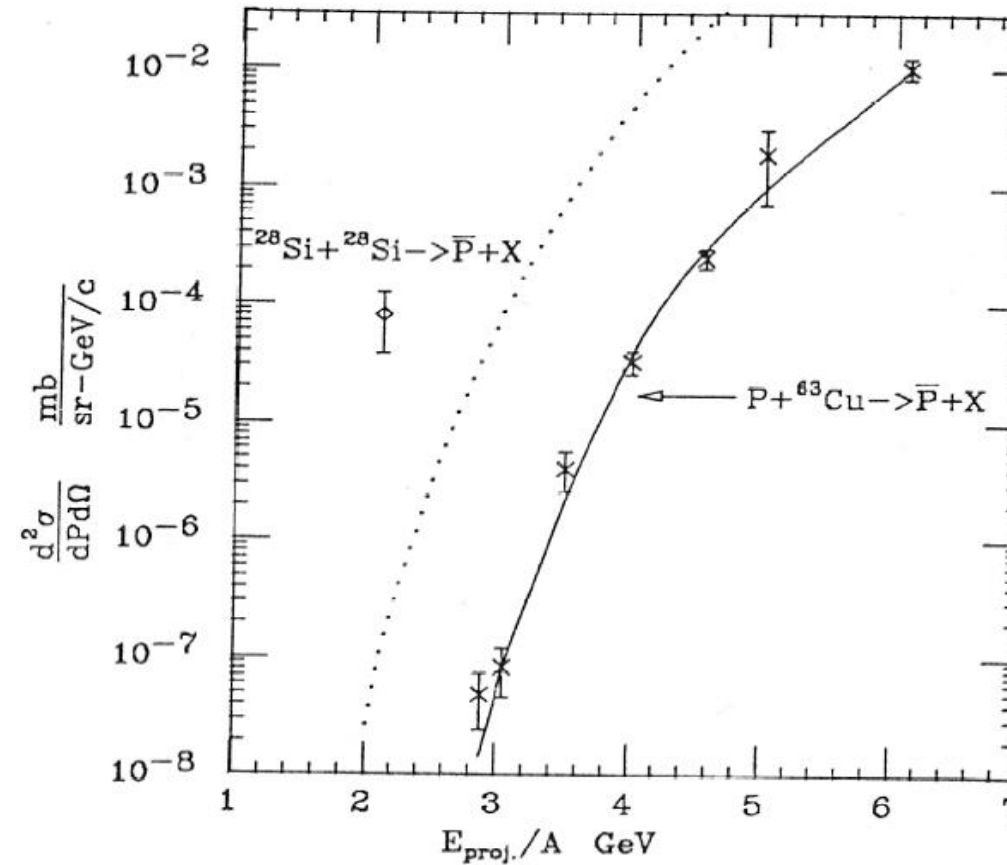


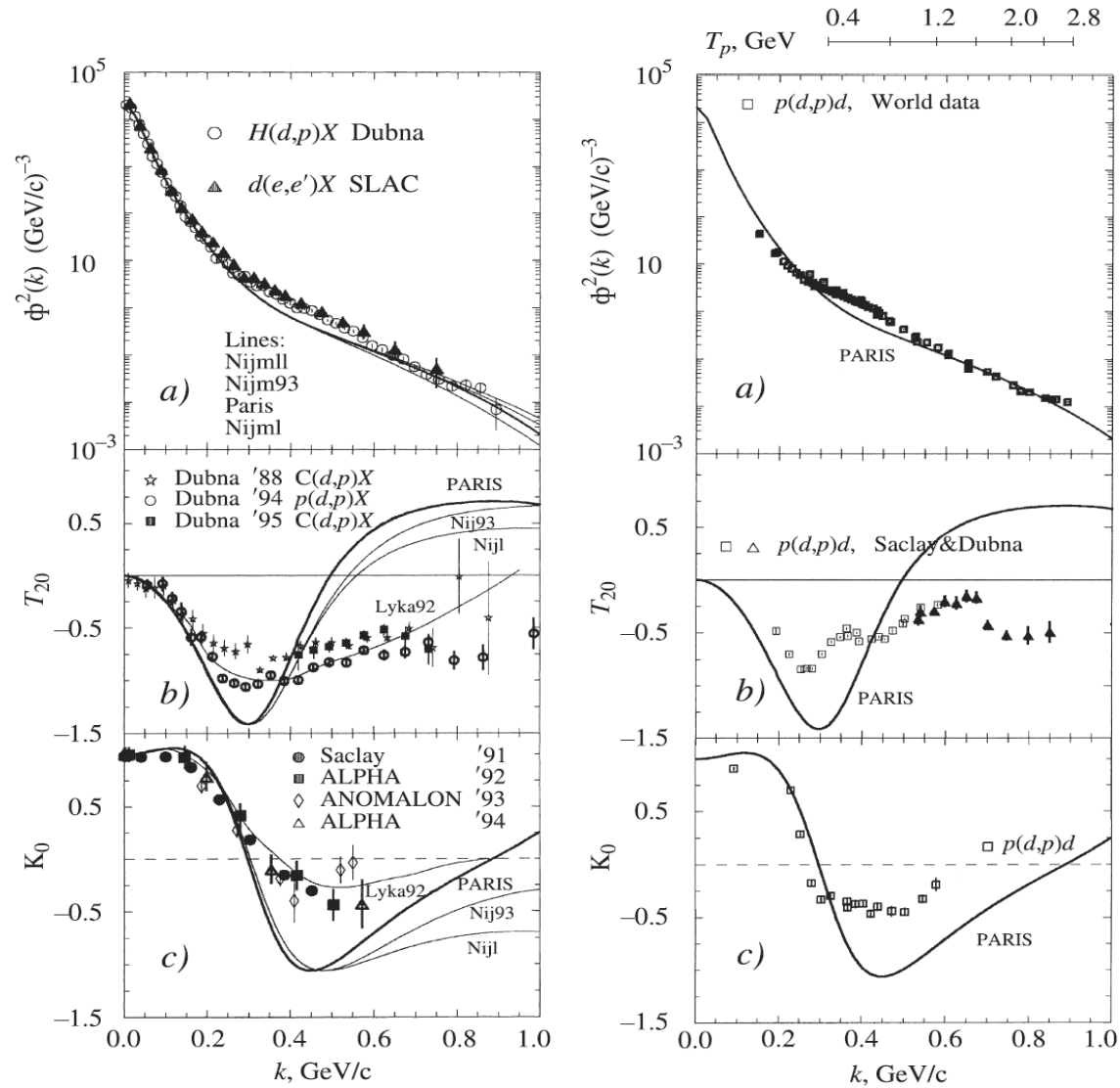
FIG. 3. Subthreshold antiproton production in $p + \text{Cu}$ collisions (\times) and a comparison with \bar{p} production in $\text{Si} + \text{Si}$ collisions (\diamond). Solid line is a calculation for $p + \text{Cu} \rightarrow \bar{p} + X$ incorporating a double-Gaussian distribution for the internal nuclear momentum (Ref. 11). Dotted line is the same calculation for $\text{Si} + \text{Si} \rightarrow \bar{p} + X$.

CURRENT EXPERIMENTS USING POLARIZED
BEAMS OF THE JINR VBLHE ACCELERATOR
COMPLEX

F. Lehar

DAPNIA, CEA/Saclay, Gif-sur-Yvette Cedex, France

Fiz. Elem. Chast. At. Yadra. 2005. V. 36. P. 954



© 1991 г.

СИБИРЦЕВ А. А., САФРОНОВ Г. А., СМИРНОВ Г. Н., ТРЕБУХОВСКИЙ Ю. В.

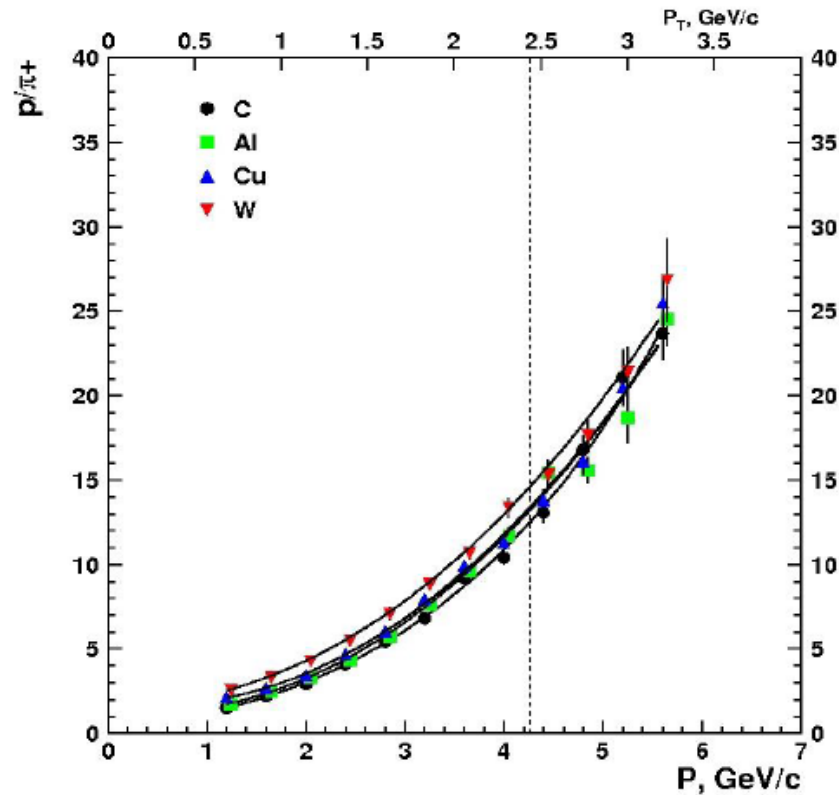
**ОБРАЗОВАНИЕ АНТИПРОТОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРОТОНОВ С ИМПУЛЬСОМ 10,1 ГэВ/с С ЯДРАМИ**

*ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
ФИЗИКИ ГКИАЭ*

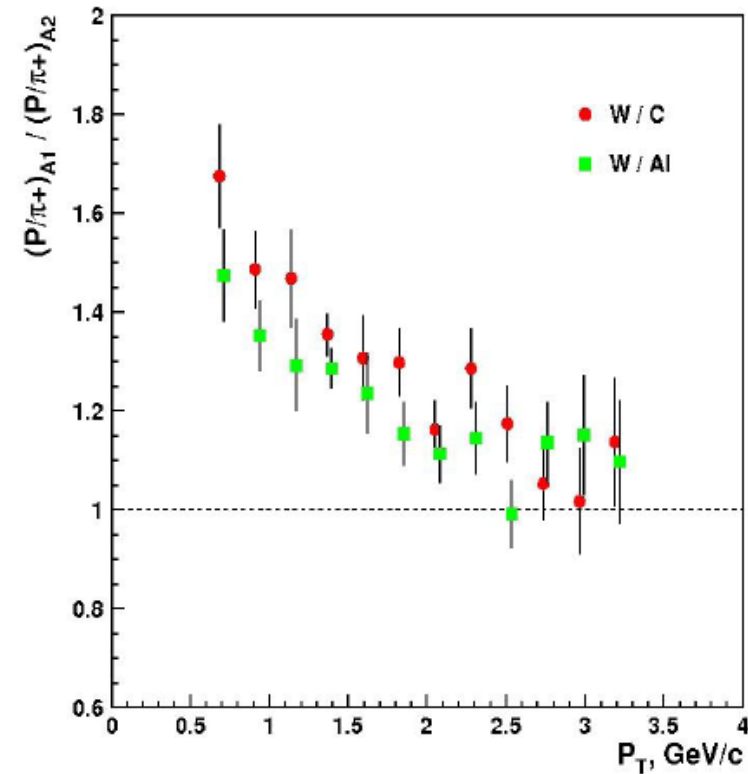
(Поступила в редакцию 5 июля 1990 г.)

Измерены выходы антипротонов с импульсами от 1,25 до 5,0 ГэВ/с, образованных под углом $3,5^\circ$ при взаимодействии протонов с импульсом 10,1 ГэВ/с с ядрами Be, Al, Cu, Ta. Проведен анализ экспериментальных данных в рамках теории последовательных столкновений. Показано, что антипротоны с импульсами выше 2,5 ГэВ/с образуются преимущественно в однократном неупругом взаимодействии налетающего протона с квазисвободным ядерным нуклоном. Медленные антипротоны образуются в многократных столкновениях налетающего протона с ядерными нуклонами во всей области ядра. Вследствие сильного поглощения медленных антипротонов в ядре только те антипротоны, которые образовались на поверхности, вылетают из ядра.

**отношение выхода протонов
к выходу положительных
пионов**



**сравнение отношения протон/пион
для W и более легких ядер**



- При больших P_T выход π^+ незначителен.
- Отсутствие сильной зависимости P/π^+ от атомного числа при больших P_T может рассматриваться как указанием на локальный механизм образования частиц и малый вклад процессов вторичного взаимодействия