

1982/3

თბილისის უნივერსიტეტის უროვები
ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY



გ. 230

ISSN 0376—2637

ფიზიკა
Ф И З И К А
P H Y S I C S

13

204

თბილისი Тбилиси Tbilisi
1982

ს. ბ. ბ. ბ.
რ. უ. ვ. ი.



ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
TBILISI UNIVERSITY PRESS

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY



ტ. 230 v.

ფ ი ზ ი კ ა
P H Y S I C S

თბილისი 1982 Tbilisi



თბილისის
უნივერსიტეტის
გამომცემლობა

Т. 230

290
1982 / 3
№. 230

Ф И З И К А

204

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ



Н.А.Амаглобели, Б.Г.Берулава (секретарь),
И.Ш.Вашакидзе, З.С.Качлишвили, Т.И.Копалеишвили
(редактор), Н.М.Полиевктов-Николадзе, Т.И.Санадзе

საქართველო კოლეგია

ნ. ამაგლობელი, ბ. ბერულავა (ბიუროს მდივანი), ი. ვაშაკიძე,
ი. კოპალეიშვილი (რედაქტორი), ნ. პოლიევქოვ-ნიკოლაძე,
თ. სანაძე, თ. გაჩეჩილაძე

EDITORIAL BOARD

N. Amaglobeli, B. Berulava (secretary), Z. Kachlishvili,
T. Kopaleishvili (editor), N. Polievctov-Nicoladze,
T. Sanadze, I. Washakidze.



230, 1982

О ДИНАМИКЕ МЕХАНОХИМИЧЕСКИХ СИСТЕМ ЖИВЫХ ОРГАНИЗМОВ

Н.С.Васильева-Вашакмадзе

Несмотря на большой прогресс в изучении механохимических систем живых организмов, многое еще остается неясным. Известные в настоящее время модели не дают ответа на вопрос о природе сил, приводящих эти системы в действие.

В данной работе предложена модель, основанная на предположении, что сокращающее мышцу удилище по своей физической природе идентично силе, сокращающей изолированный спиральный проводник с током.

Предлагается динамическая модель работы саркомера - структурной единицы миофибриллы из мышечной платки скелетных поперечно-полосатых мышц, а также сердечной мышцы млекопитающих.

Рассмотрим строение саркомера. В средней области саркомера (A -диск), вправо и влево от центральной зоны, называемой H -диском, тянутся толстые нити, состоящие из миозиновых молекул, скрученных в виде спирали вокруг общей оси. Миозиновые молекулы, в свою очередь, - это двойные X - спирали с глобулярными концами. Вдоль оси

კ. შადუნის სსს. სსს. სსს.
სახელმწიფო რესპუბლ.
3 0 3 0 0 0 0 0 0



μ -диска расположены тонкие белковые нити, состоящие из двойных α -спиралей \mathcal{F} -актина и минорных компонентов (рис. 1,2) /1,2/.

В процессе дифференцировки мышечная клетка формируется в виде синцития из множества миоцитов. Общая оболочка (сарколемма), покрывающая мышечную клетку, из уровней Z -дисков в результате разветвления сарколеммы образует поперечные структуры в виде трубочек и мешочков, благодаря которым поверхность каждого саркомера оказывается непрерывно связанной с внешней оболочкой мышечной клетки и соприкасается с внеклеточной средой. Это так называемая T -система /1,2,3/.

Как и в любой живой ткани, между внутренней и внешней поверхностью мышечной клетки поддерживается разность потенциалов (потенциал покоя, в среднем составляющий 30-50 мв) /1,2,4/.

T -система связывает поверхность Z -диска саркомера с внешней поверхностью мышечного волокна, потенциал которой положителен. Внутренняя область саркомера по сравнению с внешней поверхностью обладает отрицательным потенциалом. Как известно, разность потенциалов между внутренней и внешней поверхностью клеток определяется отношением концентраций ионов и в общем виде описывается известным уравнением Нернста. В случае одного вида ионов:

$$\Delta\varphi = \frac{RT}{ZF} \ln \frac{C_1}{C_2}$$

где C_1 и C_2 - концентрация ионов соответственно в первой и во второй среде, T - абсолютная температура, Z - ва-

лентность, F - число Фарадея. В случае ионов нескольких (N) видов:

$$\Delta\varphi = \sum_{i=1}^N \Delta\varphi_i; \quad \Delta\varphi_i = \frac{RT}{z_i F} \ln \frac{c_i^i}{c_2^i}.$$

Миозиновые нити, локализованные во внутренней области саркомера, непосредственно не соприкасаются с Z - дисками, находясь в поле отрицательного потенциала относительно внешней среды. Тонкие нити расположены в саркомере так, что своими концами достигают Z - дисков и благодаря T -системе соприкасаются с внешней средой, т.е. с зоной положительного потенциала. В области, где тонкие и толстые нити проходят параллельно, концевые глобулярные фрагменты миозина, гибко связанные с остальной частью молекулы миозина, беспорядочно осциллируя, попеременно закрепляются на тонких нитях и освобождаются со средним временем жизни отдельного контакта $\sim 10^{-6}$ с.

Как было установлено в ходе многочисленных биохимических исследований, образованию мостиновых контактов предшествуют присоединение молекулы АТФ к миозину, гидролиз АТФ, фосфорилирование миозина. Эта последовательность реакций имеет место в присутствии положительных ионов Ca^{++} и Mg^{++} /1,2,5/.

Нервный импульс, достигая поверхности мышечного волокна, благодаря передаче через T -систему, вызывает освобождение ионов Ca^{++} из CP (саркоплазматический ретикулум) в области Z - дисков. Это сопровождается увеличением



разности потенциалов между внутренней и внешней областью саркомеров (гиперполяризацией). Разность потенциалов при этом возрастает до 100-150 мв.

Концы тонких нитей, которыми они соприкасаются с Z - дисками, попадают в область высокого положительного потенциала. Миозиновые (толстые) нити, находясь во внутренней области саркомера, остаются в поле отрицательного потенциала. Мостики, хаотично образующиеся между тонкими и толстыми протофибриллами, замыкают белковую цепь, создавая непрерывную систему миозин - актин - внешняя среда. Образование контактов обуславливает соединение актиновой и миозиновой нити в единую актомиозиновую систему, один конец которой погружен в область отрицательного потенциала, а другой соприкасается с внешней поверхностью, потенциал которой положителен. Разность потенциалов зависит от величины внешнего воздействия, поскольку отрицательный потенциал внутри саркомера остается постоянным, а положительный потенциал на внешней поверхности саркомера определяется освобождением ионов Ca^{++} под действием нервного импульса или другого раздражителя.

При разности потенциалов выше пороговой, как известно, в белковых цепях начинается локальная миграция электронного заряда. Изучению механизмов миграции заряда в белковых нитях посвящены работы как экспериментального, так и теоретического характера /6 - 9/.

Миграция электронного заряда в саркомере имеет следующую особенность: белковые нити здесь являются суперспин-

ральными структурами, поэтому электронный заряд в саркомере мигрирует по спиральному пути. Боковые белковые нити образуют изолирующий слой вокруг спирали. С другой стороны, мы знаем, что изолированный спиральный ток зарядов сопровождается развитием сжимающей силы, направленной вдоль оси спирали и приводящей к ее сокращению.

Величину сжимающей силы можно определить по следующей известной формуле /10/:

$$f = \frac{1}{2} N_0 N \frac{N^2}{r^2} S y^2, \quad (1)$$

где r — длина спирали, N — число витков, S — поперечное сечение, y — ток зарядов, N_0 — магнитная постоянная, N — относительная магнитная проницаемость.

В результате миграции электронов вдоль белковых нитей к Z-дискам ионы Ca^{++} постепенно нейтрализуются выходящими электронами, разность потенциалов становится ниже пороговой. Затухает миграция электронного заряда в белковых нитях. Силы упругости приводят систему к релаксации. Происходит постепенное расслабление нитей и саркомер возвращается в первоначальное состояние (состояние покоя).

В зависимости от внутренних параметров системы время релаксации бывает различным.

Оценим среднюю величину силы из формулы (I).

Используя известные из эксперимента значения

$$\bar{r} \sim 10^{-7} \text{ м}, \quad N \sim 10^3, \quad S \sim 10^{-15} \text{ м}^2, \quad y \sim 10^{-7} \text{ а},$$

получим среднюю величину силы сжатия из формулы (I):

$$f \sim 10^{-15} \text{ н.}$$



$$H(t, x) = \frac{\Delta x}{\Delta t}; \quad \Delta_t = \begin{vmatrix} x_1(t), x_2(t) \\ x_1'(t), x_2'(t) \end{vmatrix},$$

$x_1(t)$ и $x_2(t)$ - фундаментальные решения соответствующего однородного уравнения: $\ddot{x}(t) + \omega_0^2 x(t) + \lambda \dot{x}(t) = 0$.

Решим уравнения (2) или (4), удовлетворяющее начальным условиям

$$x(0) = x_0, \quad \dot{x}(0) = 0, \quad (5)$$

реализуется с помощью ЭВМ по стандартным программам.

Решение дифференциального уравнения (2) или эквивалентного ему интегрального уравнения (4) при начальных условиях (5) видоизменяется в зависимости от собственных параметров системы. Меняя совокупность параметров (λ, ω_0) , можно получить разные режимы $x_i(t)$, соответствующие различной кинетике процессов - от осциллирующих до резко затухающих. Это согласуется со следующими экспериментальными данными.

Как известно, скелетные мышечные волокна характеризуются быстрой релаксацией, тогда как ЛМН (летательные мышцы насекомых) в ответ на единичный нервный импульс совершают 100-200 взмахов крылом. Таким образом, данная динамическая модель может объяснить различие в кинетике механохимических систем при одинаковом энергетическом принципе их работы.

Рассмотрим диссипативную функцию системы, на основе которой можно оценить величину коэффициента диссипации, входящего в дифференциальное уравнение и связанного со средней теплопродукцией (на одну нить):

$$\left[\frac{dw}{dt} \right]_{\text{ус}} = \frac{\lambda}{2} x^2(t)$$



Введем также полную мощность:

$$\left[\frac{dw}{dt} \right]_{\text{полн}} = F(t) \dot{x}(t).$$

Принимая во внимание, что кпд живых систем достаточно высок и полагая его равным 0,5, при сравнении этих выражений находим:

$$\Lambda = \frac{\bar{F}}{\dot{x}}; \quad \Lambda \sim 10^{-8} \frac{\text{н} \cdot \text{с}}{\text{м}},$$

соответственно

$$\lambda = \frac{\Lambda}{2m}; \quad \lambda \sim 10^{12} \frac{\text{н} \cdot \text{с}}{\text{м} \cdot \text{кг}}.$$

Пользуясь введенными обозначениями, можно оценить среднюю теплопродукцию при тех же условиях:

$$\left[\frac{dw}{dt} \right]_{\text{гис}} = \frac{1}{2} F(t) \cdot \dot{x}(t); \quad \left[\frac{dw}{dt} \right]_{\text{гис}} \sim 10^{-10} \frac{\text{эрг}}{\text{с}}.$$

Полезная работа за время t может быть представлена в виде разности:

$$w(t) = \int_0^t F(\tau) \dot{x}(\tau) d\tau - \frac{\lambda m}{2} \int_0^t \dot{x}^2(\tau) d\tau.$$

Заметим, что наше предположение о сокращении спиральных токов в макромолекулах белков при гиперполяризации, лежащее в основе нашей динамической модели, может объяснить механизм электронно-конформационных взаимодействий.

Поступила 14.УЛ.1981

Кафедра
структуры макромолекул



ლიტერატურა

1. М.М.Заалишвили. Физикохимические основы мышечной деятельности, "Мецниереба", 1971.
2. М.В.Волькенштейн. Общая биофизика, "Наука", 1978.
3. Д.А.Блumenфельд. Проблемы биофизики, 1974.
4. Б. Катц. Нерв, мышца, синапс, "Мир", 1968.
5. L.B.Nanninga. Biochim. Biophys. Acta, 82, 507, 1964.
6. E.G.Petrov. Mechanism of electron transfer, JTP, 1978.
7. ვ.გ.პატროვ, ვ.ი.ტესლენკო. პრეპრინტი, "Наукова думка", 1978.
8. ვ.გ.პეტროვ. კინეტიკა ენერგეტიკული გადასვლების, პრეპრინტი, "Наукова думка", 1978.
9. A.G.Czent - Gyorgyi. Bioenergetics, N1, 1957.
10. С.Г.Калашиников. Электричество, "Наука", 1977.
11. Б.Ф.Поглазов. Структура и функции сократительных белков, "Наука", 1965.
12. В.И.Дедеревский. Математические модели мышечного сокращения, "Мир", 1977; L.Hanson, G.Huxley. Structure and function of muscle, vol. 1, Ac. Press, 1960.

წ. უახლოესი - უახლოესი

საბუნებისმეტყველო მეცნიერებების დარგების

რეზიუმე

სა განვივი-მოდელიანი ჩონჩხის და გუნდის

ქვემოთხსენილი ვიდეოტექსტი - საბუნებისმეტყველო მეცნიერებების

დარგების რეზიუმე.

ამ რეზიუმის საფუძველზე შესაძლებელია აიხსნას საბუნებისმეტყველო მეცნიერების დარგის დანერგვა, ხოლო ნაშრომში განსაზღვრული ძარგის რეცხვისთვის სერიოზული ვიდეოტექსტი ცნობილი ვიდეოტექსტის მონაცემების.

N. Vasilieva-Vashaknadze

ON THE DYNAMICS OF MECHANICO-CHEMICAL
SYSTEMS

Summary

The paper deals with a dynamic model of the work of sarcomere - a constituent element of the striated muscle and the cardiac muscle fibril. The proposed model helps to account for the nature of the contractile force of the sarcomere. The numerical value of the contractile force, determined in the study, is in good agreement with the known experimental data.

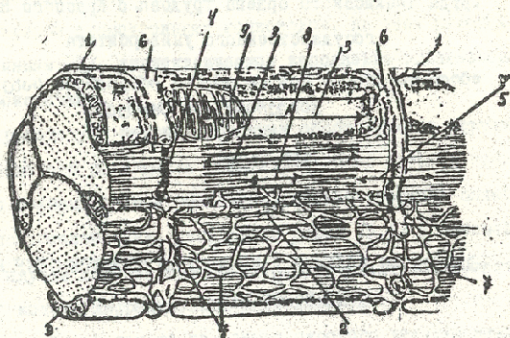


Рис. I

1-сарколема, 2- саркомер, 3- А-диск с толстыми /миозиновыми/ нитями, 4- X-диск, 5- тонкие нити в Y-диске, 6- Т-система, 7- саркоплазматический ретикулум, 8- H-зона, 9- митохондрии.

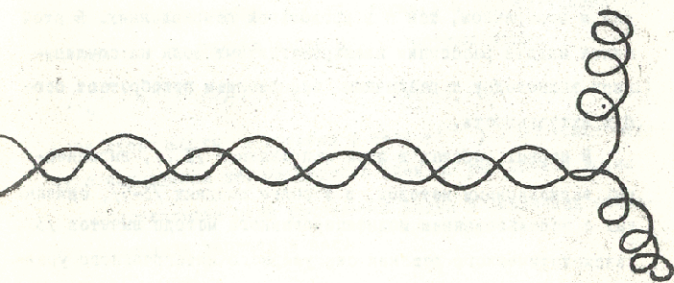


Рис.2 Схема строения молекулы миозина, составной единицы миозиновой нити /толстой протофибриллы/.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

საბჭოთავო შრომის და დიპლომის მფლობელობა სახელმწიფო
უნივერსიტეტის ტფილისი

230, 1982

ДИФРАКЦИЯ ВОЛНЫ H_{10} НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СТЕПЕНЕ
КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Ф.Г. Богданов

ВВЕДЕНИЕ. С ростом использования в волноводной технике новых диэлектрических материалов возрастает интерес к проблемам, связанным с коммутацией в волноводах диэлектрических слоев. Наряду с широким применением продольно-регулярных волноводов, частично заполненных диэлектриком, несомненный интерес представляют волноводы, нерегулярные как в поперечном, так и в продольном направлениях. В этой связи задачи рассеяния электромагнитных волн на сочленениях волноводов с различным выполнением приобретают особую актуальность.

В первых работах в этом направлении [1,2], выполненных вариационным методом, и в более поздних [3-5], связанных с использованием модифицированного метода вычетов [3], квазистатического решения сингулярного интегрального уравнения [4] и метода ортогональных функций [5], рассматри-



17330

вался лишь частный случай дифракции волны H_{10} на сочлениении полого и частично заполненного вдоль боковой стенки диэлектриком прямоугольных волноводов. Во всех работах, за исключением /3/, диэлектрическое заполнение полагалось полубесконечным.

В работе /6/ задача дифракции обобщается на случай произвольного размещения диэлектрического стержня относительно боковых стенок волновода, однако стержень полагается полубесконечным. Результаты работ /5,6/ показывают, что в случае полубесконечного стержня имеют место характерные изломы дифракционных зависимостей.

В настоящей работе на основе строгого решения задачи мы покажем, что наличие у стержня конечной длины приводит к появлению резонансных эффектов полного прохождения и полного отражения падающей волны при любом положении стержня относительно боковых стенок волновода.

I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. Пусть имеем бесконечный прямоугольный волновод с диэлектрическим стержнем, произвольно расположенным относительно боковых стенок волновода (рис. I). Предположим, что на стержень в положительном направлении оси z падает волна H_{10} с составляющей

$$E_y = \sin \frac{\pi x}{a} \exp(-i k_z z) \quad (Im k_z < 0) \quad (I)$$

(при зависимости от времени в виде $e^{i\omega t}$) и поставим задачу о нахождении дифракционного спектра рассеянной волны.

Составляющие поля рассеянной волны в различных областях волновода запишем в виде

ბ. შარდინის სპ. ს. ს. სსს
საბჭოთა კავშირის
გ ი ბ ლ ი მ მ გ ბ



$$E_{y1} = E_y + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \sin \frac{\pi m x}{a} \exp(i k_m z) \quad (z \leq 0), \quad (2)$$

$$E_{y2} = \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ C_m \exp(-i k'_m z) + D_m \exp[i k'_m (z-e)] \right\} \Phi_m(x) \quad (3)$$

$$(0 \leq z \leq e),$$

$$E_{y3} = \sum_{m=1}^{\infty} B_m \sin \frac{\pi m x}{a} \exp[-i k_m (z-e)] \quad (z \geq e), \quad (4)$$

$$(Im k_m < 0, Im k'_m < 0),$$

где $\Phi_m(x)$ - поперечная собственная функция волны H_{m0} частично заполненного волновода, определяющаяся выражением /6/

$$\Phi_m(x) = \begin{cases} (\sin q_m b + \chi_m \cos q_m b) \frac{\sin p_m x}{\sin p_m b} & (0 \leq x \leq b) \\ \sin q_m x + \chi_m \cos q_m x & (b \leq x \leq b+d) \\ [\sin q_m (b+d) + \chi_m \cos q_m (b+d)] \frac{\sin p_m (a-x)}{\sin p_m c} & (b+d \leq x \leq a) \end{cases} \quad (5)$$

p_m и q_m - поперечные волновые числа волны H_{m0} слоистого волновода, являющиеся решением трансцендентного уравнения /6/

$$\operatorname{tg} p_m c + \operatorname{tg} p_m b + \frac{p_m}{q_m} \operatorname{tg} q_m d - \frac{q_m}{p_m} \operatorname{tg} p_m b \operatorname{tg} p_m c \operatorname{tg} q_m d = 0, \quad (6)$$

$$p_m = (q_m^2 + \kappa_0^2 - \kappa^2)^{1/2}, \quad \kappa_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0, \quad \kappa^2 = \omega^2 \epsilon \mu_0,$$

$$\chi_m = \frac{q_m \operatorname{tg} p_m b - p_m \operatorname{tg} q_m b}{p_m + q_m \operatorname{tg} p_m b \operatorname{tg} q_m b} \quad (7)$$



- параметр, выражающий степень искажения m -ой волны частично заполненного волновода в результате смещения стержня от боковой стенки, в частности, $\gamma_m \equiv 0$ при $\delta=0$ или $c=0$; k_m и k'_m - продольные волновые числа волн H_{m0} полого и слоистого волноводов, связанные с поперечными волновыми числами соотношениями:

$$k_m = \left[\kappa_0^2 - (g_m/a)^2 \right]^{1/2}, \quad k'_m = \left(\kappa^2 - g_m^2 \right)^{1/2}, \quad (8)$$

A_m, B_m, C_m и D_m - комплексные амплитуды дифракционного спектра рассеянной волны, подлежащие определению.

Используя условия сшивания полей в граничных плоскостях $z=0$ и $z=l$, свойство ортогональности поперечных собственных функций $\Phi_m(x)$, доказанное в /6/, и вводя новые переменные x_m и y_m по формулам

$$x_m = A_m + B_m, \quad y_m = A_m - B_m, \quad (9)$$

нетрудно получить бесконечные системы алгебраических уравнений относительно неизвестных x_m и y_m :

$$\sum_{m=1}^{\infty} x_m \left(k_m + i k'_m \operatorname{tg} k'_n \frac{l}{2} \right) T_{nm} = \left(k_n - i k'_n \operatorname{tg} k'_n \frac{l}{2} \right) T_{n1}, \quad (10)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} y_m \left(k_m \operatorname{tg} k'_n \frac{l}{2} - i k'_n \right) T_{nm} = \left(k_n \operatorname{tg} k'_n \frac{l}{2} + i k'_n \right) T_{n1}, \quad (11)$$

$$(n = 1, 2, 3, \dots),$$

где

$$T_{nm} = \frac{2}{a} \int_0^a \Phi_n(x) \sin \frac{\pi m x}{a} dx. \quad (12)$$

Независимые системы алгебраических уравнений первого рода (10) и (11) полностью определяют рассеянное поле в области вне неоднородности. Они могут быть переписаны в виде эквивалентных систем 2-го рода, причем можно показать, что они являются системами Фредгольмовского типа и, следовательно, имеют единственное решение в классе ℓ_2 ограниченных последовательностей, которое может быть найдено методом редукции при любых параметрах волновода с любой степенью точности [7].

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. Численный анализ на ЭВМ (БЭСМ-6), проведенный при различных параметрах системы $s = d/a$, $q = 2a/\lambda$, e/a , ν/a и $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$, подтвердил устойчивость решения систем уравнений (10) и (11) и обнаружил высокую скорость сходимости алгоритма. В частности, для получения результатов с графической точностью достаточно ограничиться порядком усечения $N = 3-5$.

Некоторые результаты численного анализа изображены на рис. 2-7, на которых построены графики зависимостей модуля коэффициента прохождения $|B_r|$ от параметров системы (сплошные кривые соответствуют $\epsilon_r = 5,4$ (слюда), а пунктирные — $\epsilon_r = 2,1$ — тефлон). Черточками на кривых отмечены точки возникновения новых распространяющихся типов волн.

Приведенные результаты показывают, что конечность длины диэлектрических стержней приводит к возникновению резонансных явлений полного прохождения и полного отраже-



ния падающей волны по отношению к изменению любых параметров волновода. Число резонансов возрастает с ростом параметров $s=d/a$, $q=2a/\lambda$, e/a и ϵ_r при любых b/a , что связано с увеличением эффективных размеров диэлектрика и возбуждением новых распространяющихся типов волн.

Анализ кривых показывает, что полное отражение наблюдается лишь в многоволновой области, в которой распространяется несколько типов волн. Это указывает на интерференционный характер явления. Явление полного прохождения наблюдается как в одноволновой, так и в многоволновой областях. В одноволновой области оно определяется, в основном, образованием в волноводе с диэлектриком стоячего поля основной волны. В многоволновой области на это поле накладываются возмущения, связанные с влиянием высших типов волн.

Сравнение рис. 2 и 3, 4 и 5 показывает, что небольшое смещение стержня от боковой стенки волновода приводит лишь к искажению дифракционных зависимостей системы. Дальнейшее смещение стержня приводит к сужению резонансов и сглаживанию дифракционных зависимостей. В предельном случае симметричной структуры влияние волны H_{20} на поле в волноводе исчезает и остаются лишь резонансы, связанные с волной H_{30} . В симметричном случае поле в волноводе практически определяется вдали от точек полного отражения, являющихся критическими точками системы, полем основной волны, что связано с незначительностью возбуждения волны H_{30} в результате дифракции.



Анализ зависимости фазы коэффициентов прохождения и отражения обнаруживает монотонное убывание фазы с ростом параметров волновода (при постоянном сдвиге $\pi/2$ между фазами прошедшей и отраженной волн), причем в критических точках скорость этого убывания возрастает.

Поступила 15. IX. 1981

Кафедра
радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. C.M. Angulo. IRE Trans., MTT-5, 68 (1957).
2. R.E. Collin, R.M. Vaillancourt. IRE Trans., MTT-5, 177 (1957).
3. E.G. Royer, R. Mittra. IEEE Trans., MTT-20, 273 (1972).
4. Л. Левин. Теория волноводов. "Радио и связь", М., 1981.
5. Ф.Г. Богданов, Г.Ш. Кезаннивили. Изв. вузов, радиофизика, 23, 215, 1980.
6. Ф.Г. Богданов. Тр. Тбилисского университета, Т. 226, физика (12), 1981.
7. В.П. Шестопапов, Л.Н. Литвиненко, С.М. Масалов, В.Г. Сологуб. Дифракция волн на решетках, Изд. ХГУ, Харьков, 1973.



Պ. Բոգդանով

Ֆրոնտի քաղցրահոս սաստիկ սոցրոն քոնլոյեկրոյալ
լոյրոյ

հրնոյն

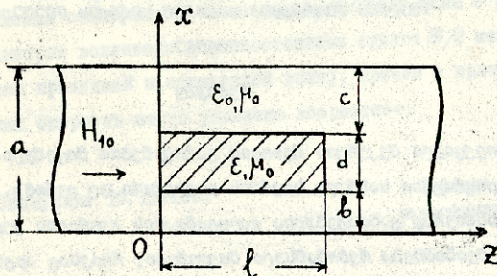
Մոնոլոյրոյն ըլլալոյն մոնոնոյն զառոյնոյնոյն մոնոլոյրոյն
ֆրոնտի քաղցրահոս սաստիկ սոցրոն քոնլոյեկրոյալ լոյրոյ, հոնոյ-
նոյ նոնոնոյրոյն զոնոյնոյն ֆրոնտի քաղցրահոս զոնոյնոյն
նոնոյն, ընոնոյնոյն հրնոյնոյն մոնոլոյն, հոնոյնոյն
նոյն զոնոյն ֆրոնտի սոնոյն, սոնոյնոյն սոնոյն,

F. Bogdanov

DIFFRACTION OF H_{10} WAVE AT A DIELECTRIC
BAR OF FINITE LENGTH

Summary

The problem of diffraction of H_{10} wave at a dielectric bar of
finite length, placed arbitrarily against the side walls of a waveguide,
is considered by the projection cross-linking method. The resonance
phenomena of the absolute transmission and absolute reflection of the
incident wave are discovered.



ՐԻՏ. Ի. ԴԻԱԷԼԵԿՏՐԻԿԵՍԻ ԺՏՐՅԵՆ Ի ՄՐԱՊՈՒԿՈՒԼՆՈՒ ՎՈԼՆՎՈԴԵ: a - ՇԻՐԻՆԱ ՎՈԼՆՎՈԴԱ, d և ϵ - ԺՈՒՄՈՒՆԱ և ԴՆԼԻՆԱ ՏՐՅՆԻ, b և c - ՐԱՏՏՈՅԱՆ ԺՏՐՅՆԻ ՍՏ ԲՈՒՎՈՒՄ ԿՏՈՒՄ ՎՈԼՆՎՈԴԱ, ϵ, μ_0 - ԱԲՏՈԼՈՒՏՆԵ ՄՐՈՆԻԱԵՄՈՒՏԻ ՏՐՅՆԻ, ϵ_0, μ_0 - ԱԲՏՈԼՈՒՏՆԵ ՄՐՈՆԻԱԵՄՈՒՏԻ ՎՆՄՐՈՒՄ ԿՏՈՒՄ ՎՈԼՆՎՈԴԱ:

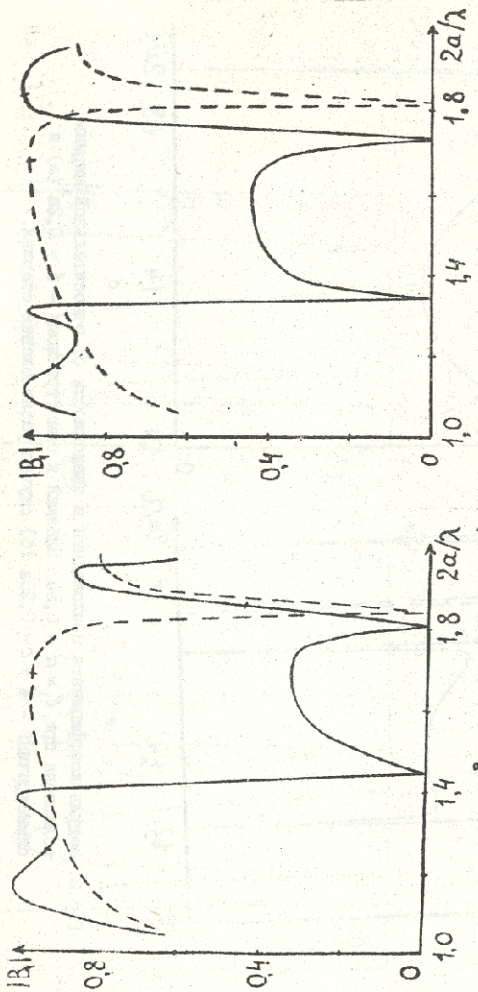


Рис. 2. Модуль коэффициента прохождения в зависимости от относительной ширины волновода при $\epsilon = a = 0,5a$. Несимметричный - $\beta = 0$ (а) и близкий к несимметричному - $\beta = 0,5a$ (б) случаям расположения стержня. Здесь и далее пунктирные кривые соответствуют $\epsilon_\gamma = 2,1$, а сплошные - $\epsilon_\gamma = 5,4$.

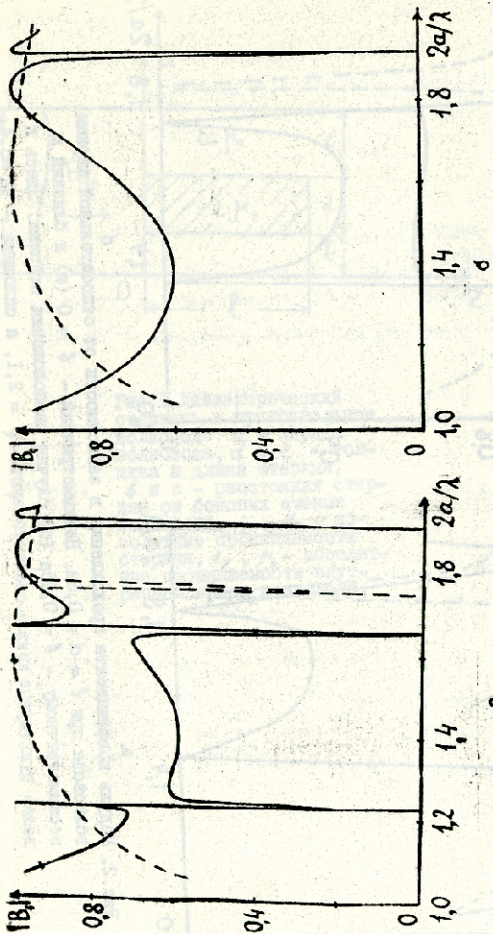


Рис. 3. Модуль коэффициента прохождения в зависимости от относительной ширины волновода при $\rho = d = 0,5a$. Близкий к симметричному - $\rho = 0,2a$ (а) и симметричный - $\rho = c = 0,25a$ (б) случаи расположения стержня.

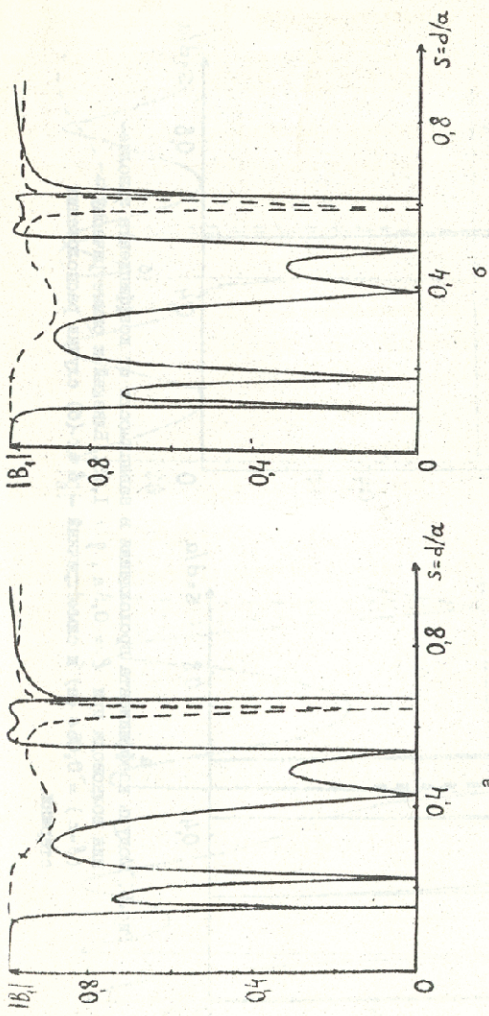


Рис. 4. Модуль коэффициента прохождения в зависимости от коэффициента заполнения волновода при $\rho = 0,5a$, $\rho = 1,75a$. Несимметричный - $\beta = 0$ (а) и близкий к несимметричному - $\beta = 0,05a$ (б) случаи расположения стержня.

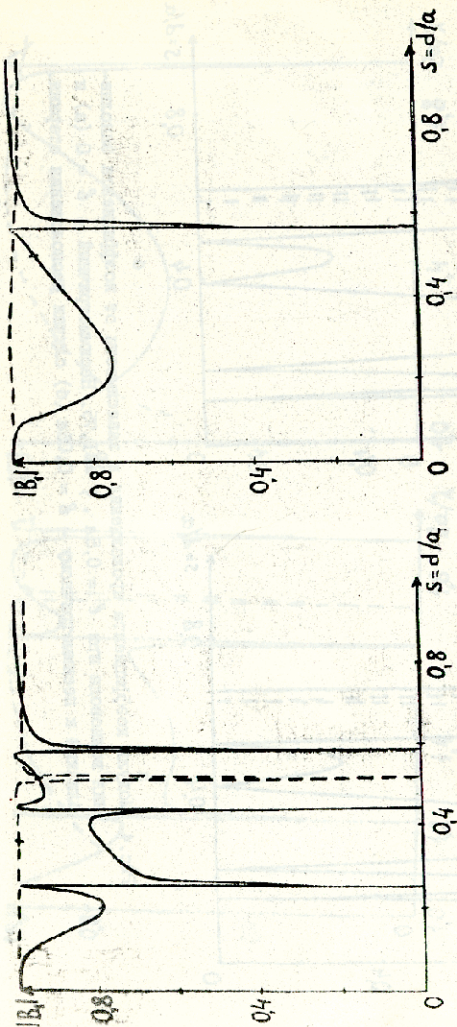
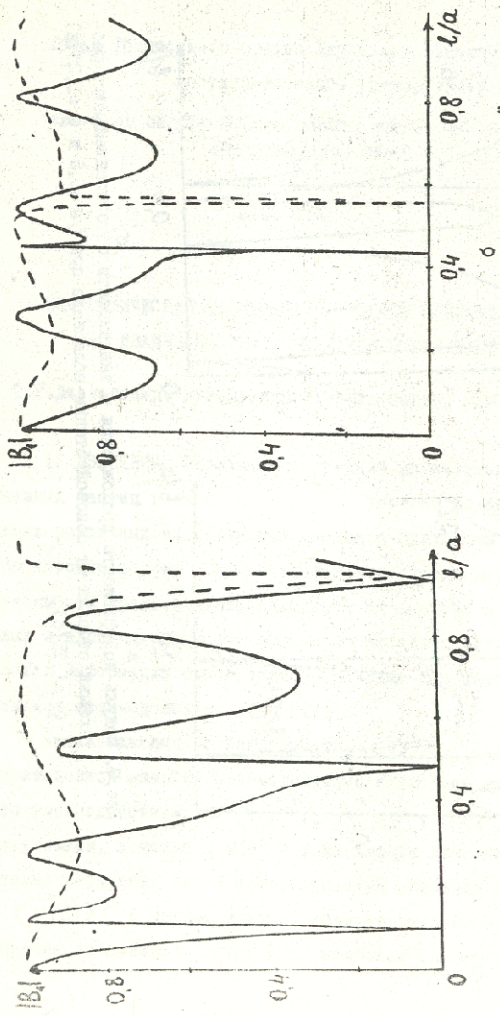


Рис. 5. Модуль коэффициента прохождения в зависимости от коэффициента заполнения для волновода при $\beta = 0,5a$, $\beta = 1,75$. Близкий к симметричному — ($\beta - c$) = 0,05а (а) и симметричный — $\beta = c$ (б) случай расположения стержня.



а
 б
 Рис. 6. Модуль коэффициента прохождения в зависимости от относительной длины стержня при $\alpha = 0,5 \alpha$, $\beta = 1,75$. Близкий к несимметричному — $\beta = 0,05 \alpha$ (а) и к симметричному — $\beta = 0,2 \alpha$ (б) случаи расположения стержня.

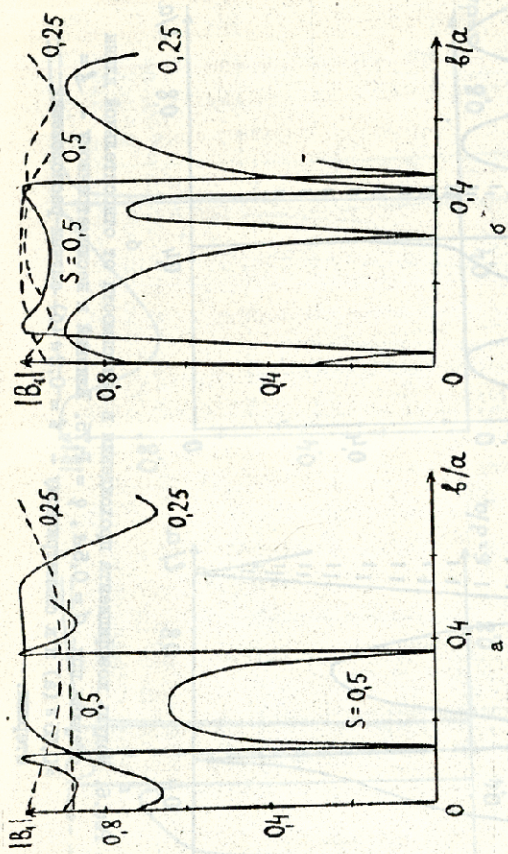


Рис. 7. Модуль коэффициента прохождения в зависимости от относительного рас-
стояния стержня от боковой стенки волновода при $q/a=0,5$ и $q=1,25(a)$
и $q=1,75(b)$.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

საქართველოს სახელმწიფო უნივერსიტეტის
ტრადუქციული გამოცემები

230, 1982

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СРЕДНЕЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Т.Р.Джалагания, Н.К.Куциди, Ю.В.Тевзадзе, М.В.Токурдзе

I. ВВЕДЕНИЕ. Зависимость средней множественности заряженных частиц в широком диапазоне энергий во взаимодействиях различных элементарных частиц с нуклонами изучена достаточно хорошо. Однако экспериментальные данные по зависимости средней множественности от энергии в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях довольно скудны, хотя такая информация имеет важное значение для изучения механизмов взаимодействия ядер /1/.

Анализ данных по зависимости $\langle n(s) \rangle$ (где s - квадрат полной энергии взаимодействия в системе центра масс) во взаимодействиях $\pi^\pm, K^\pm, p^\pm, \gamma, e^-, \mu^\pm$ с нуклонами, а также в e^+e^- - аннигиляции показывает, что в самых различных типах взаимодействий значения величины $\langle n(s) \rangle$ с ростом энергии облизываются друг с другом, причём зависимость $\langle n(s) \rangle$ наиболее близка к логариф-



мической /2,3/.

В данной работе проведен анализ экспериментальных данных по зависимости средней множественности заряженных частиц от энергии во взаимодействиях протонов и ядер дейтона, гелия и углерода с ядрами тантала и углерода. Экспериментальные данные получены при экспозиции 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, в рабочем объеме которой размещены три пластины из тантала ($A=181$) /4/, пучками протонов с импульсами 2,3; 4,2; 5,4; 9,9 ГэВ/с, ядер дейтонов, гелия и углерода с импульсами 2,3 и 4,2 ГэВ (нуклон. $\cdot c$)⁻¹ /5/.

Отбирались взаимодействия, происходящие на пластинах и отнесенные поэтому к $A_i T_\alpha$ взаимодействиям (A_i -налетающее ядро или протон). Для отрицательных частиц имеется возможность отбора взаимодействия на углероде согласно /6/, что же касается остальных типов частиц, то мишень ^{12}C мы обозначаем взаимодействия первичных ядер на пропане, где невозможно выделить взаимодействия с ядрами углерода.

Однако заметим, что согласно критериям отбора событий эта выборка обогащена взаимодействиями на ядре углерода.

Для сравнения использованы также данные по множественности отрицательных частиц, полученные на установке СКМ-200 при облучении различных мишеней ядрами He и C с импульсом $P_0 = 4,5$ ГэВ (нуклон. $\cdot c$)⁻¹ (см. /6/).

Обозначим далее: $\langle n_+ \rangle$ - средняя множественность заряженных вторичных частиц; $\langle n_- \rangle$ - то же для π^- -мезонов; $\langle n_{rel} \rangle$ - то же для быстрых (ливневых) частиц с иониза-



цией $I < 2I_{min}$; $\langle n_{раз} \rangle$, -то же для всех заряженных частиц за вычетом сильно ионизирующих. Таким образом мы отбираем преимущественно вновь образованные частицы.

2. Анализ данных по зависимости средней множественности от энергии. Экспериментальные данные по зависимости средней множественности вторичных заряженных частиц различного типа от энергии первичного протона аппроксимировались выражениями:

$$\langle n \rangle = a + b \ln E, \quad (1)$$

$$\langle n \rangle = \alpha E^\beta, \quad (2)$$

где E - полная энергия налетающего ядра в лабораторной системе. Подобные формулы обычно используются для аппроксимации зависимости $\langle n(s) \rangle$ в адрон-адронных взаимодействиях /2,3/ и вытекают из моделей мультипериферического и статистического типов.

Результаты аппроксимации приведены в таблице I, а также на рис. I. Для сравнения нами были аппроксимированы также данные для $p-p$ - взаимодействий в том же интервале энергии (2-10) ГэВ (табл. I) /2,4,7/. Такое сравнение будет способствовать более ясному пониманию роли чисто ядерных, коллективных степеней свободы в образовании вторичных частиц.

Из приведенных результатов видно, что с ростом массы мишени возрастает значение коэффициента $b(\beta)$. Количество экспериментальных точек недостаточно для однозначного



разделения между зависимостями (1) и (2).

Однако можно сказать, что в случае ρA_t - взаимодействий (A_t - ядро-мишень) нет преимущества степенной зависимости, в отличие от случая $\rho\rho$ - взаимодействий в той же области энергий.

Для отдельных типов частиц имеет место, в общем, та же тенденция, однако наибольшее увеличение $\nu(\beta)$ с ростом A_t характерно для релятивистских и "рожденных" частиц, что отражает влияние ядра-мишени на образование этих частиц (см. табл. I). Опять-таки скудность данных не позволяет разделить зависимости (1) и (2), но отметим, что в большинстве случаев описание логарифмической зависимостью предпочтительнее, как и предсказываются многими моделями взаимодействия релятивистских ядер [1]. В частности, для отрицательных π -мезонов в ρA_t - взаимодействиях степенная зависимость (2) не описывает имеющиеся экспериментальные данные (рис. I).

Аппроксимация данных по множественности релятивистских частиц согласно формуле

$$\langle n_{rel} \rangle = a_1 + \nu_1 \ln(A_t^{1/3} E), \quad (1a)$$

полученной в партонной модели взаимодействия адронов с ядрами (см. /II/) и явно учитывающей зависимость от атомного номера ядра мишени, привела к тем же результатам, что и аппроксимация по формуле (1), причем значения коэффициентов ν и ν_1 совпадают.



3. Зависимость средней множественности от числа взаимодействующих протонов и нейтронов. Для дальнейшего выяснения роли ядерных степеней свободы в росте средней множественности представляет интерес исследовать среднюю множественность вторичных заряженных частиц как функцию числа участвующих во взаимодействии протонов. Для этой цели была исследована зависимость

$$\langle n \rangle = f(R), \quad (3)$$

$$R = \left(Z_t A_i^{2/3} + Z_i A_t^{2/3} \right) / \left(A_i^{1/3} + A_t^{1/3} \right)^2, \quad (4)$$

представляющая собой среднее число взаимодействующих протонов как от мишени, так и от налетающего ядра /8/

(Z_t, A_t - заряд и массовое число ядра мишени, а Z_i, A_i - те же величины для налетающего ядра).

В формуле (3) равенство $\langle n \rangle = R$, очевидно, соответствует чисто геометрической картине столкновения ядер, когда вклад во множественность дают только протоны.

Зависимость (3) для заряженных и отрицательных частиц по данным с ППК-500 представлена на рис. 2 и 3, а для $\langle n_- \rangle$ по данным ППК-500 и СКМ-200 - на рис. 4. Из рисунков видно, что с ростом R средние множественности растут примерно пропорционально R ; причем для всех заряженных частиц значения $\langle n_+ \rangle$ превышают R больше, чем при более низких энергиях /8/. Для отрицательных частиц значения $\langle n_- \rangle$ меньше, т.е. при нашей энергии выход отрицательных частиц не достигает единицы на взаимодействующий протон.



Зависимость $\langle n \rangle = f(R)$ для полной множественности вторичных заряженных и отрицательных частиц была аппроксимирована функцией

$$\langle n \rangle = \gamma R^\delta \quad (5)$$

Величина коэффициента δ для полной множественности заряженных частиц, получается приблизительно равной 1 (например, для мишени Ta при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с $\delta = 1,08 \pm 0,05$).

Коэффициент γ зависит от P_0 и от массы мишени, причем для тяжелой мишени зависимость от P_0 является более существенной (см. рис.2). Медленный рост γ с увеличением P_0 для легкой мишени можно объяснить участием в реакции уже практически всех R протонов согласно формуле (4).

Рассматривая зависимость (5) при фиксированной мишени, увидим, что полная множественность во взаимодействиях с ^{238}U растет быстрее с увеличением R , чем во взаимодействиях с Ta (см. рис.2), т.е. $\gamma(^{238}\text{U}) > \gamma(\text{Ta})$. Однако разность $\Delta = \gamma(^{238}\text{U}) - \gamma(\text{Ta})$ уменьшается с ростом P_0 . Данные с СКМ-200 также подтверждают эту тенденцию. По-видимому, вышеуказанное неравенство связано с различными формами распределения ядерной материи (нуклонов) внутри ядра. В легких ядрах это распределение - гауссовское, а в тяжелых - фермиевское. Следствием этого является то, что в легких ядрах во взаимодействиях участвует относительно большая доля нуклонов /9/. Возможно также значительное поглощение образованных адронов в тяжелых ядрах.

Заметим, что знаменатель формулы (4) представляет



собой полное сечение в модели твердых сфер без перекрытия.

В работе /10/ было показано, что более последовательная картина взаимодействия получается, если наряду с учетом перекрытия принимается во внимание различная форма распределения нуклонов в ядре. Согласно этому в качестве знаменателя формулы (4) нами использовалось выражение

$$R_1 = (Z_t A_i^{2/3} + Z_i A_t^{2/3}) / [A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - \delta_0 (A_i^{-1/3} + A_t^{-1/3})]^2, \quad (6)$$

применение которого позволяет лучше описать данные по сечениям взаимодействия релятивистских ядер.

Аппроксимация экспериментов для множественности вторичных заряженных частиц по формуле

$$\langle n \rangle = \gamma_1 R_1^{\delta_1} \quad (7)$$

показывает нарушение линейной зависимости $\langle n \rangle$ от R_1

и величина коэффициента $\delta_1 > 1$ (например, для случая Та при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с $\delta_1 = 1,22 \pm 0,05$).

Отметим, что $R_1 > R$, т.е. учет вышеуказанных факторов приводит к увеличению эффективного числа взаимодействующих протонов, но с увеличением масс сталкивающихся ядер разность $R_1 - R \rightarrow 0$.

По аналогии с (4) нами введено число взаимодействующих нейтронов

$$R_n = (\mathcal{N}_t A_i^{2/3} + \mathcal{N}_i A_t^{2/3}) / (A_i^{1/3} + A_t^{1/3})^2, \quad (8)$$

где \mathcal{N}_t - число нейтронов в ядре-мишени, \mathcal{N}_i - число нейтронов в налетающем ядре.

Зависимость множественности отрицательных частиц от



R_n для ПНК-500 представлена на рис.5. Из рисунка видно, что эта зависимость аналогична рассмотренной ранее $\langle n \rangle = f(R)$, т.е. таким образом можно оценить вклад нейтронов во множественность вторичных π^- - мезонов. Для случая взаимодействия симметричных ядер, как следует из определения, $R = R_n$. Отметим, что с ростом массовых чисел взаимодействующих ядер $R < R_n$.

При описании зависимости $\langle n \rangle = f(R_n)$ выражением (5) наблюдаются те же закономерности, что и для величины R (см. табл.3 и 4).

4. Заключение. При анализе полученных результатов по зависимости средней множественности вторичных заряженных частиц согласно формулам (1) и (2) обращают на себя внимание следующие факты:

а) Величины коэффициентов ℓ и β для случая взаимодействия элементарных частиц в широком диапазоне энергии примерно постоянны /2/, и для нашего интервала энергии $\ell \approx 0,60$, $\beta \approx 0,25$ (см. табл.1). С точки зрения моделей статистического и гидродинамического типов такое значение β интерпретируется как следствие того, что образование частиц происходит как бы в "одномерном пространстве" /I,II/:

б) В случае взаимодействия адронов с ядрами величины ℓ и β существенно возрастают (см. табл. I). В рамках подобного подхода, можно говорить, по-видимому, об образовании частиц уже в "трехмерном пространстве" ядерной



материи.

Здесь можно отметить также, что превышение β значения I явно указывает на влияние значительного количества ядерных нуклонов в одном взаимодействии на процесс множественного образования частиц (поскольку во взаимодействиях элементарных частиц число вновь образованных адронов не может расти быстрее, чем E^1).

На наш взгляд, подобное поведение показателя β интересно проследить в рамках различных моделей взаимодействующих ядер, в том числе в каскадной модели. Поскольку в этой модели рассматривается сумма отдельных элементарных актов, то, нам кажется, в рамках такой модели невозможно получить значения β , существенно отличающиеся от величины, характерной для адрон-нуклонных взаимодействий.

в) То, что зависимость $\langle n \rangle = f(E)$ отрицательных частиц не описывается согласно (2), может быть связано и с тем, что π^- -мезоны образуются преимущественно на периферии (за пределами) ядра, как было показано в работе /12/, и, т.о., отсутствует единая возбужденная (компаунд) система.

г) Множественность вторичных частиц оказалась простым образом - пропорционально - связанной с числом R взаимодействующих протонов (а также нейтронов), в сталкивающихся ядрах. Наблюдается зависимость коэффициента пропорциональности от импульса налетающего протона и массы мишени, которую можно связать с различными формами распределения ядерной материи в легких и тяжелых ядрах. Учет кривизны поверхности ядерной материи при перекрывании ядер приводит к уве-



изменению величины R и нарушению линейной зависимости
 $\langle n \rangle = f(R)$.

Поступила 20.IX.1981

Институт
Физики высоких энергий

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.П.Никитин и др. УФН, 121, 3, 1977.
2. E.Albini et al. Nuovo Cim., 32A, 101, 1976.
3. И.В. Андреев, И.М. Дремин, УФН, 122, 37, 1977.
4. Е.О. Абдрахманов и др. ЯФ, 27, 1020, 1978.
5. Н. Ангелов и др. ЯФ, 30, 1690, 1979.
6. В.Д.Аксименко и др. ОИЯИ В1-12472, 1979;
V.D.Aksimenko et al. Nucl.Phys.A 348 (1980), p.518-534.
7. Ц. Баатар и др. ОИЯИ, I-80-III, Дубна, 1980.
8. H.Steiner. Preprint LBL - 6756, Berkeley, 1977;
A.M.Poskanzer, Preprint LBL - 7762, Berkeley, 1978;
C. Sandoval, A.Poskanzer, Phys.Rev., vol. 21,4, 1980,
p.1321.
9. H.Heckman et al. Phys. Rev., C 17, 1735, 1976.
10. Н.Ангелов и др. ЯФ, 33, 1049, 1981.
11. И.Л.Розенталя, УФН, 116, 271, 1975;
Ю.П. Никитин, И.Л. Розенталя. Теория множественных
процессов, М., Атомиздат, 1976.
12. Н. Ангелов и др. ОИЯИ, P1-12504, Дубна, 1979;
Н.Ангелов и др. ЯФ, 27, с.675, 1978.



Результаты аппроксимации средней множественности различных частиц в зависимости от энергии в протон-протонных и протон-ядерных взаимодействиях в интервале первичных импульсов (2-10) ГэВ/с.

Таблица I

| Множественность | Тип вторичных частиц | Формула | α или α | β или β | $P(\chi^2)$ |
|-----------------|----------------------------|---------|-----------------------|---------------------|-------------|
| P | | (1) | $1,59 \pm 0,20$ | $0,55 \pm 0,10$ | 0,35 |
| | | (2) | $1,71 \pm 0,16$ | $0,22 \pm 0,05$ | 0,60 |
| "C" | $\langle n_{\pm} \rangle$ | (1) | $1,07 \pm 0,05$ | $1,48 \pm 0,02$ | 0,04 |
| | | (2) | $1,63 \pm 0,03$ | $0,43 \pm 0,02$ | <0,01 |
| Ta | | (1) | $-0,21 \pm 0,10$ | $3,49 \pm 0,25$ | 0,33 |
| | | (2) | $1,69 \pm 0,04$ | $0,59 \pm 0,04$ | 0,04 |
| P | | (1) | $-0,27 \pm 0,03$ | $0,36 \pm 0,02$ | 0,03 |
| | | (2) | нет сходимости | | |
| C | $\langle n_{-} \rangle$ | (1) | $-0,28 \pm 0,03$ | $0,46 \pm 0,02$ | <0,01 |
| | | (2) | нет сходимости | | |
| Ta | | (1) | $-0,45 \pm 0,03$ | $0,65 \pm 0,03$ | <0,01 |
| | | (2) | нет сходимости | | |
| "C" | | (1) | $0,09 \pm 0,03$ | $0,85 \pm 0,03$ | <0,01 |
| | | (2) | $0,50 \pm 0,02$ | $0,64 \pm 0,02$ | <0,01 |
| Ta | $\langle n_{p\pm} \rangle$ | (1) | $-0,24 \pm 0,05$ | $0,97 \pm 0,04$ | <0,01 |
| | | (2) | $0,29 \pm 0,01$ | $0,91 \pm 0,03$ | 0,08 |
| "C" | | (1) | $0,22 \pm 0,09$ | $1,50 \pm 0,06$ | 0,01 |
| | | (2) | $0,59 \pm 0,03$ | $0,78 \pm 0,06$ | 0,50 |
| Ta | $\langle n_{p\pm} \rangle$ | (1) | $-1,11 \pm 0,25$ | $2,17 \pm 0,18$ | 0,60 |
| | | (2) | $0,37 \pm 0,06$ | $1,06 \pm 0,04$ | 0,15 |

Результаты аппроксимации средней множественности отрицательных частиц в зависимости от R - числа протонов (4) (для равных пар ядер A_i, A_t ; данные по ПНК-500 /5/ и СКМ-200 /6/) по формуле $\langle n_- \rangle = a + bR$

Таблица 2

| A_i, A_t | a | b | $P(\chi^2)$ |
|---|------------------|-----------------|-------------|
| $(P, d, He, C) C$ [5] | $-0,25 \pm 0,04$ | $0,64 \pm 0,03$ | 0,02 |
| $(P, d, He, C) Ta$ [5] | $-0,64 \pm 0,06$ | $0,47 \pm 0,02$ | 0,09 |
| $He(Li, C, Ne, Al, Cu, Pb)$ | $-0,67 \pm 0,07$ | $0,27 \pm 0,02$ | 0,01 |
| $He(Li, C, Ne, Al, Cu)$ | $0,20 \pm 0,07$ | $0,51 \pm 0,09$ | 0,57 |
| $C(C, Ne, Si, Cu, Zr)$ | $0,74 \pm 0,14$ | $0,34 \pm 0,03$ | 0,66 |
| $C(C, Ne, Si, Cu)$ | $0,68 \pm 0,17$ | $0,36 \pm 0,03$ | 0,50 |
| $(P, d, He, C) Ta + HePb + C(C, Zr)$ | $-0,81 \pm 0,05$ | $0,64 \pm 0,01$ | $< 0,01$ |
| $He(Li, C, Ne, Al, Cu) + HeC$ [5] | $0,33 \pm 0,09$ | $0,43 \pm 0,04$ | 0,11 |
| $He(Li, C, Ne, Al, Cu, Pb) + He(C, Ta)$ [5] | $0,63 \pm 0,05$ | $0,27 \pm 0,02$ | $< 0,01$ |
| $C(C, C [5], Ne, Si, Cu, Zr, Ta)$ | $0,57 \pm 0,09$ | $0,35 \pm 0,02$ | $< 0,01$ |
| $C(C, C [5], Ne, Si, Cu, Zr)$ | $0,41 \pm 0,10$ | $0,40 \pm 0,03$ | $< 0,01$ |
| $C(C, C [5], Ne, Si, Cu)$ | $0,30 \pm 0,13$ | $0,44 \pm 0,04$ | $< 0,01$ |

Результаты аппроксимации средней множественности отрицательных частиц в зависимости от R_n - числа нейтронов (8) (для разных пар ядер $A_i A_t$; данные по ППК-500 и СКМ-200) по формуле $\langle n_- \rangle = a + b R_n$

Таблица 3

| $A_i A_t$ | a | b | $P(\chi^2)$ |
|-----------------------------|-----------------|-----------------|-------------|
| $(P, d, He, C) C$ | $0,06 \pm 0,03$ | $0,49 \pm 0,02$ | 0,03 |
| $(P, d, He, C) Ta$ | $0,28 \pm 0,06$ | $0,29 \pm 0,02$ | 0,32 |
| $He(Li, C, Ne, Al, Cu, Pb)$ | $0,85 \pm 0,12$ | $0,17 \pm 0,02$ | $< 0,01$ |
| $He(Li, C, Ne, Al, Cu)$ | $0,87 \pm 0,09$ | $0,31 \pm 0,03$ | 0,06 |
| $C(C, Ne, Si, Cu, Zn)$ | $1,61 \pm 0,07$ | $0,17 \pm 0,02$ | 0,02 |
| $C(C, Ne, Si, Cu)$ | $0,90 \pm 0,13$ | $0,29 \pm 0,03$ | 0,58 |

Результаты аппроксимации полной средней множественности вторичных заряженных частиц в зависимости от -числа нейтронов (8) (для разных пар ядер $A_i A_t$; данные по ППК-500 и СКМ-200) по формуле $\langle n_+ \rangle = a + b R_n$

Таблица 4

| | | | |
|---------------------|-----------------|-----------------|-------------|
| $(P, d, He, C) "C"$ | $0,86 \pm 0,12$ | $1,90 \pm 0,13$ | 0,02 |
| $(P, d, He, C) Ta$ | $0,75 \pm 0,31$ | $1,65 \pm 0,08$ | ≈ 1 |



მ. ჯალაღანია, ნ. კუციდი, ი. თევზაძე, მ. თოპურიძე

ნაღსთონისა და ბირთვების ურთიერთქმედების
შედეგად დაბადებული ნაწილაკების საშუალო მრავლობითობის
ქაღალდისებრი დამოკიდებულება ენერგიისა და

რეზიუმე

რეალისტიკური ბირთვების ბირთვებთან ურთიერთქმედების შედეგად დაბადებული სხვადასხვა ტიპის მუდმივი და მუხტოვანი ნაწილაკების საშუალო მრავლობითობის ანალიზი ჩატარებულია პირველადი ბირთვის ენერგიისა და დამოკიდებულებით.

მუდმივი და მუხტოვანი ნაწილაკების საშუალო მრავლობითობის ანალიზი ჩატარებულია აგრეთვე ურთიერთქმედებაში მიზნულ ენერგეტიკულ და რეგულაციულ რეგულაციებთან დამოკიდებულებით.

T. Jalgania, N. Kutsidi, Yu. Tevzadze, M. Topuridze

ENERGY DEPENDENCE OF THE AVERAGE MULTIPLICITY
IN NUCLEUS-NUCLEUS COLLISIONS

Summary

The average multiplicity of charged secondary particles of different kinds on incident nucleus energy is analysed using experimental data sample from 2-m propane bubble chamber. The interactions of protons and relativistic d, He, C nuclei with Ta and C are studied. The behaviour of the average multiplicity as a function of the number of interacting protons and neutrons is, also analysed.

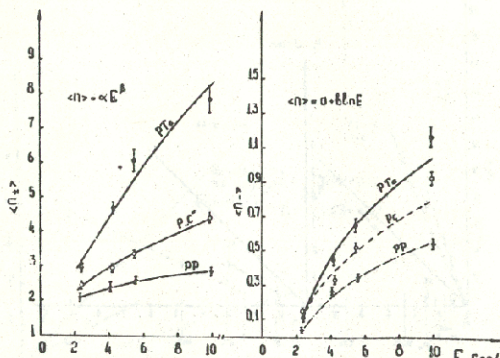


Рис.1. а) зависимость множественности вторичных заряженных частиц в Pb - взаимодействиях как функция $E(1)$ и (2) , для интервала импульсов (2-10) ГэВ/с;
 б) то же для множественности отрицательных частиц.

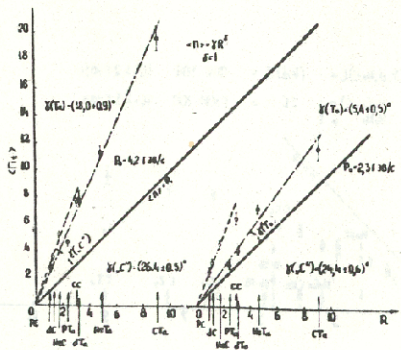


Рис.2. Зависимость множественности вторичных заряженных частиц в $Pb; Pb_t$ - взаимодействиях как функция $R(4)$, при $P_0 = 2, 3$ и $4, 2$ ГэВ/с.

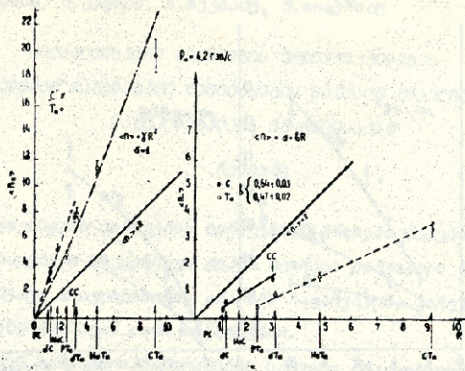


Рис. 3. Зависимость множественности отрицательных частиц в $N_i N_f$ -взаимодействиях как функция R - (4) при $P_0 = 2, 3$ и $4, 2$ ГэВ/с. Сплошная линия соответствует случаю $\langle n \rangle = R$.

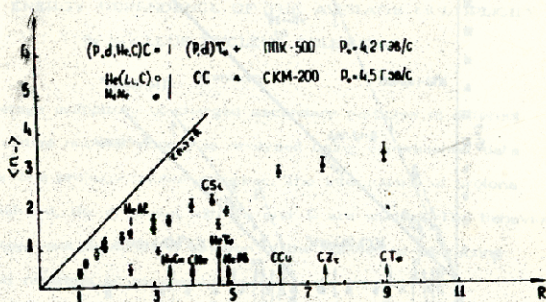


Рис. 4. Зависимость множественности отрицательных частиц в $N_i N_f$ -взаимодействиях как функция R по данным ПНК-500 и СКМ-200.

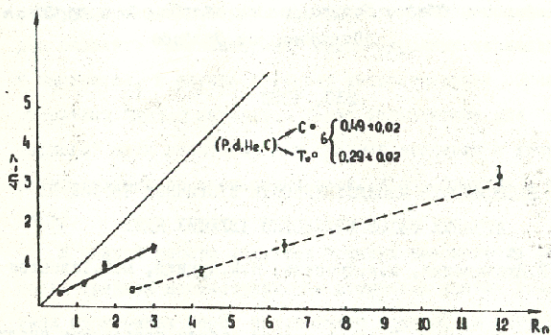


Рис. 5. Зависимость множественности отрицательных частиц от R_n - числа нейтронов.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

განცხადების მუხრანის ფილიალის მეცნიერებათა საბერძნეთის
უნივერსიტეტის შტაბბინი

230, 1982

ЗАВИСИМОСТЬ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ОТ
АТОМНЫХ ВЕСОВ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЯДЕР

Т.Р.Джалагания, М.А.Дасаева, Н.К.Куциди, Ю.В.Таввадзе

I. Введение. В предлагаемой работе проводится анализ данных по множественности вторичных частиц различного типа, образованных при взаимодействиях протонов, а также релятивистских ядер d , He , C с углеродом и танталом. Экспериментальные данные получены при облучении 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ с расположенными внутри нее пластинами Ta ($A=181$), пучками релятивистских ядер p , d , He , C /1/. В работе в основном используются результаты, полученные при P_0 - импульсе на нуклон 4,2 ГэВ/с, а для сравнения - данные от СКМ-200 /2/ при $P_0 = 4,5$ ГэВ/с.

Иттенские экспериментальные и теоретические исследования последних лет /3/, показали, что взаимодействия адронов и ядер с ядрами не могут быть сведены к простому списанию в терминах "обычных" адрон-нуклонных взаимодействий, рассмотрению ряда последовательных взаимодействий



нуклонов одного ядра с нуклонами второго. С другой стороны, ряд экспериментальных фактов указывает на то, что многие характеристики ядро-ядерных взаимодействий могут быть поняты на основании терминов и представлений, применяемых для описания "элементарных" адрон-адронных взаимодействий. В частности, в случае изучения множественного образования вторичных частиц изучаются такие характерные для "элементарного" акта величины, как среднее значение и дисперсия распределений по множественности, KNO -функции и т.п. /4,5/.

В данной работе делается попытка рассмотреть зависимость средней множественности вторичных частиц различного типа от атомных весов налетающего ядра A_i и ядра-мишени A_t в различных аспектах.

2. Зависимость множественности от A_i . Рассмотрим зависимость $\langle n \rangle_j = f(A_i)$; здесь и далее индекс j соответствующий типу вторичных частиц, может принимать следующие значения: "зар" - соответствует всем заряженным региструемым вторичным частицам; "отр" - соответствует отрицательно заряженным частицам (практически это π^- -мезоны); "прот" - соответствует заряженным частицам за вычетом идентифицированных протонов (и более тяжелых ядер), импульс в лаб. системе которых не превышает 700 МэВ/с. Отметим, что определенные таким образом "рожденные" частицы практически совпадают с "ливневыми" частицами в экспериментах на эмульсиях.

4. Труды, т.230



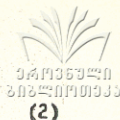
На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные результаты по зависимости $\langle n \rangle_j$ от A_i . Данные аппроксимировались зависимостью вида

$$\langle n \rangle_j = K, A_i^\alpha \quad (1)$$

Результаты аппроксимации приведены в таблице I. Существенными являются большие значения коэффициентов α по сравнению с данными по адрон-ядерным взаимодействиям при аппроксимации их аналогичной (1) формулой, где зависимость от атомного номера ядра-мишени является довольно слабой: величина $\alpha \approx 0,2$ (см., например, /6,7/). Таким образом, для адрон-ядерных взаимодействий наблюдается большая зависимость от атомного номера налетающего ядра, как уже отмечалось ранее /7/. Как видно из таблицы I, наибольшая зависимость от A_i наблюдается в случаях, когда в число вторичных не включаются g -частицы - продукты развала ядра-мишени. Отметим, что для мишени Та значения α существенно больше, чем для мишени углерода. Это можно интерпретировать, исходя из простой геометрической картины, следующим образом: в случае тяжелой мишени во взаимодействии принимает участие большее число нуклонов налетающего ядра.

Основываясь на геометрическом описании адрон-ядерных взаимодействий, можно предположить, что с ростом атомного номера A_i значения α будут уменьшаться, что было бы интересно проверить экспериментально.

3. Суммарная зависимость $\langle n \rangle_j$ от A_i и A_t . Перейдем к зависимости



$$\langle n \rangle_j = f(A_i, A_t) = \kappa \bar{A}^{\alpha'}, \quad (2)$$

где величина \bar{A} является функцией A_i и A_t одновременно.

Величина \bar{A} выбиралась следующим образом:

$$\bar{A} = \left(A_i^{1/3} + A_t^{1/3} \right)^3 \quad (2a)$$

$$\bar{A} = \left(A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - \beta \right)^3 \quad (2б)$$

$$\bar{A} = \left[A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - \beta (A_i^{-1/3} + A_t^{-1/3}) \right]^3 \quad (2в)$$

Такое определение \bar{A} исходит из простых геометрических моделей взаимодействия ядер (в том числе модели "твердых сфер с перекрытием"), успешно применяемых для описания сечений взаимодействия релятивистских ядер /8/. Результаты аппроксимации данных при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с приведены в таблице 2, из которой видно, что формула (2a) явно неадекватно описывает зависимость средней множественности от A_i и A_t . Включение в формулу параметра перекрытия (2б) улучшает согласие с экспериментальными данными, особенно для "рожденных" частиц. Учет же кривизны поверхности обоих взаимодействующих ядер в параметре перекрытия (2в) приводит к прекрасному описанию для случая взаимодействия на тантале, а также на углероде, кроме полной множественности заряженных частиц.

Таким образом, в рамках весьма простой геометрической картины взаимодействия при учете формы перекрывающихся частей сталкивающихся ядер удается добиться хорошего описания не только для величин сечений /8/, но и для такой характеристики процесса взаимодействия, как средняя множественность, непосредственно, казалось бы, не связанной



с формой ядер. Аппроксимация данных для множественности отрицательных частиц во взаимодействиях He и C с набором мишеней $Li, C, Ne, Ar, Si, Cu, Zr, Pb$, полученных на установке СКМ-200 /2/ приводит к подобному же результату, хотя отметим, что для случая взаимодействия ядер с несlišком отличающимися атомными весами (следовательно, и радиусами) хорошее согласие получается и по формуле (2а). При этом значения показателя α' уменьшаются до $0,2 \div 0,5$ по сравнению с данными ПНК-500 (см. табл. 2а).

4. Связь между множественностью и числом взаимодействий в ядрах. Определим следующие величины $R_i = \frac{\langle n \rangle_{Ai At}}{\langle n \rangle_{P At}}$;

$$R_t = \frac{\langle n \rangle_{P At}}{\langle n \rangle_{PP}} ; R_{it} = \frac{\langle n \rangle_{Ai At}}{\langle n \rangle_{PP}} ; \langle \nu_i \rangle = \frac{A_i B_{P At}}{B_{Ai At}} ;$$

$$\langle \nu_t \rangle = \frac{A_t B_{PP}}{B_{Ai At}} ; \langle \nu_{it} \rangle = \frac{A_i A_t B_{PP}}{B_{Ai At}}$$

Величины R представляют собой соответственно нормированные средние множественности; $\langle \nu_t \rangle$ применяется при рассмотрении взаимодействий адронов с ядрами и называется средним числом соударений, испытываемых первичным адроном внутри ядра мишени; $\langle \nu_i \rangle$ была введена в рамках модели независимо взаимодействующих нуклонов /9/; величина $\langle \nu_{it} \rangle$ введена нами аналогичным образом с целью выяснения влияния обеих взаимодействующих ядер по сравнению с нуклонно-нуклонными взаимодействиями. Величины $\langle \nu \rangle$ называют также средним числом провзаимодействующих нуклонов в налетающем ядре, в ядре-мишени и обоих ядрах соответст-



венно.

Отметим, что определенные таким образом величины $\langle \nu \rangle$ связаны между собой соотношением $\langle \nu_{it} \rangle = \langle \nu_i \rangle \times \langle \nu_t \rangle$, т.е. в рамках подобного подхода предлагается независимость среднего числа соударений (или числа взаимодействующих нуклонов) в каждом ядре в отдельности.

Зависимости $R_i = f(\langle \nu_i \rangle)$ и $R_{it} = f(\langle \nu_{it} \rangle)$ для данных при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с приведены на рис. 3-4. Наблюдаемая универсальность в поведении величин R_i, R_{it} как функций $\langle \nu \rangle$ указывает на то, что влияние ядерных эффектов в процессе множественного образования частиц в ядро-ядерных взаимодействиях учитывается "ядерной толщиной" $\langle \nu \rangle$.

Для случая взаимодействия адронов (в частности, нуклонов) с ядрами многие теоретические модели /10/ предсказывают линейную зависимость

$$R_t = a + b \langle \nu_t \rangle, \quad (3)$$

что согласуется с экспериментальными данными /5,6/. Нами была сделана попытка аппроксимировать зависимости

$$R_i = f(\langle \nu_i \rangle) \quad \text{и} \quad R_{it} = f(\langle \nu_{it} \rangle) \quad \text{формулой (3)}. \quad \text{Результаты такой аппроксимации для данных ШК-500 (при } P_0 =$$

4,2 ГэВ/с) и СКМ-200 ($P_0 = 4,5$ ГэВ/с) приведены в таблицах 3,4 и 4а.

В случае зависимости R_i от $\langle \nu_i \rangle$ данные удовлетворительно описываются зависимостью (3), причем $b(\tau_a) \approx b(c)$ (см. табл. 3); то же самое можно сказать насчет зависимости R_{it} (см. табл.4), только в последнем случае $b(\tau_a) < b(c)$.

Анализ данных с СКМ-200 (см. табл. 4а) также указывает на универсальный характер зависимости R_{it} от $\langle \nu_{it} \rangle$. Однако можно выделить три отдельные группы: одна, включающая самые легкие ядра-мишени (см. табл. 4а, № 2, 20) Li, C и разные налетающие (p, d, He, C) и характеризующаяся значениями коэффициента $\beta > 1$; другая группа (см. табл. 4а, № 18) с мишенями Li, C, Ne, Ar (и теми же налетающими) с $\beta \approx 1$; наконец, самые тяжелые ядра мишени Zr, Ta, Pb и те же Li с $\beta \approx 0,70$ (см. табл. 4а, № 19).

5. Обсуждения и выводы. Выше уже было сказано, что аппроксимация зависимости R_{it} от $\langle \nu_{it} \rangle$ формулой вида (3) дает две отдельные прямые: одна из них соответствует случаю легкой мишени углерода с $\beta = 1,24 \pm 0,10$, другая соответствует тяжелой мишени-танталу с $\beta = 0,73 \pm 0,04$. Таким образом, мы видим, что при росте $\langle \nu_{it} \rangle$, т.е. числа взаимодействующих нуклонов налетающего ядра и ядра мишени, средняя множественность на легкой мишени растет быстрее, чем на тяжелой. Эту картину можно легко объяснить, если иметь в виду разные формы распределения ядерной материи - гауссовое и фермиевое - для легких и тяжелых ядер соответственно. Поэтому, очевидно, что используя в качестве мишени легкое ядро углерода, большинство из нуклонов этого ядра, принимающих участие во взаимодействии, находится у его поверхности и, следовательно, эффективно вносит больший вклад во множественность вторичных частиц, чем нуклоны от тяжелой мишени тантала.

Данные СКМ-200 не противоречат этим выводам. Одновре-



менно видно, что (см. табл. 4а и рис. 5) при увеличении массового числа A_i налетающего ядра указанные две кривые (для легких и тяжелых мишеней) сливаются в одну. Возможно, что происходит какое-то насыщение нуклонов, принимающих участие во взаимодействии.

При рассмотрении зависимости R_i от $\langle \nu_i \rangle$, в силу того, что величины $\langle \nu_i \rangle$ включают в себя малую информацию относительно ядра мишени, параметр наклона β практически не будет меняться в зависимости от массы мишени, что отмечалось выше (см. табл. 3 и рис.3).

Отметим, что этот вывод не противоречит полученному выше результату, согласно которому средняя множественность с увеличением A_i растет быстрее на тантале, чем на углеводе. Действительно, из определения $\langle \nu_i \rangle$ легко можно показать, что для тяжелой мишени рост $\langle \nu_i \rangle$ с возрастанием A_i происходит быстрее, чем для легкой мишени, т.е. $\frac{d\langle \nu_i(Ta) \rangle}{dA_i} > \frac{d\langle \nu_i(C) \rangle}{dA_i}$ (где $\frac{d\langle \nu_i(A_e) \rangle}{dA_i}$ есть относительное изменение среднего числа взаимодействующих нуклонов в налетающем ядре при данном ядре мишени). Следовательно, на основе (3) можно написать: $\frac{dR_i(Ta)}{dA_i} > \frac{dR_i(C)}{dA_i}$ т.е. при аппроксимации зависимости $\langle \nu \rangle = f(A_i)$ согласно (I) естественно ожидать, что значение α на Ta будет большим, чем на C .

Возвращаясь к зависимости средней множественности от A_i , отметим, что с увеличением A_i средняя множественность на Ta растет быстрее, чем на C . Возможное объяснение подобного поведения таково: введем величину



$\chi_{it} = \langle \nu_{it} \rangle / (A_i + A_t)$; χ_{it} - относительная доля среднего числа взаимодействовавших нуклонов в обоих ядрах. В случае PC и CC взаимодействий величина χ_{it} возрастает с 0,10 до 0,22, т.е. примерно в 2 раза, тогда как для pTa и cTa взаимодействий χ_{it} меняется от 0,02 до 0,10. Здесь имеем увеличение уже в ~ 5 раз и при этом χ_{it} все еще остается довольно малой величиной.

В работах /11, 12/ были введены величины R и R_n , представляющие собой полное число протонов и нейтронов от обоих ядер, участвующих во взаимодействии. По определению $\langle \nu_{it} \rangle$ - полное число нуклонов (протонов+нейтронов), участвующих во взаимодействиях как от A_t , так и от A_i , поэтому можно ожидать выполнения равенства

$$\langle \nu_{it} \rangle = R + R_n$$

Оказывается, что всегда $R + R_n \geq \langle \nu_{it} \rangle$, но с ростом A согласие улучшается и в пределах ошибок они хорошо совпадают друг с другом.

В заключение можно сказать, что многие качественные и количественные характеристики зависимости средней множественности вторичных частиц от атомных весов взаимодействующих ядер можно понять, используя простые геометрические представления для описания картины взаимодействия так же опираясь на понятие среднего числа нуклонов, принимающих участие во взаимодействии.

Поступила 17. IX. 1981

Институт
физики высоких энергий



ЛИТЕРАТУРА

1. Б.О. Абрахманов и др. ЯФ, 27, с.1020, 1978;
Н.Ангелов и др. ЯФ, 30, с.1690, 1979.
2. В.Д.Аксименко и др. ОИЯИ В1-12472, 1979.
3. V.D.Aksimenko et al. Nucl. Phys., A. 348 (1980), p. 518;
M.A.Facssler. Preprint CERN-EP/81-42, 1981; A.S.Goldhaber,
H.H.Heckman. Ann.Rev.Nucl.Part Sc I, 1978, 28, 161.
4. Н.Ахобадян и др. ОИЯИ, I-12114, Дубна, 1979;
Н.Ангелов и др. ОИЯИ, I-12424, Дубна, 1979;
Н.Ангелов и др. ОИЯИ, В1-12548, Дубна, 1979;
Ц.Баатар и др. ОИЯИ, Р1-80-III, Дубна, 1980.
5. S.Y.Fung et al. Phys. Rev. Lett., 40, p.292; 1978, 41, p.
1592, 1978.
6. Ю.П.Никитин и др. УФН, 121, с.3, 1977.
7. Н.Ангелов и др. ОИЯИ, Р1-12281, Дубна, 1979.
8. Н.Ангелов и др. ОИЯИ, Р1-80473, Дубна, 1980.
9. A.Zidas et al. Nucl. Phys., B11, p. 461, 1976.
10. K.Gottfried Phys. Rev. Lett., 1974, 32, p.957;
G.Calucci et al. Phys. Rev., 1974, D10, p.1468.
11. A.Sandoval, A.Pokanzer, Phys. Rev., C21, 1321, 1980.



Значения показателя α при аппроксимации средней
 множественности зависимостью $\langle n \rangle_j = K_j A_j^\alpha$
 при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с

Таблица I

| Тип частиц | Мишень | С | | Та | |
|------------|--------|-----------------|-------------|-----------------|-------------|
| | | α | $P(\chi^2)$ | α | $P(\chi^2)$ |
| Варж. | | $0,40 \pm 0,01$ | * | $0,60 \pm 0,02$ | 0,10 |
| Отриц. | | $0,56 \pm 0,03$ | * | $0,80 \pm 0,03$ | 0,10 |
| "Рожд." | | $0,50 \pm 0,02$ | 0,92 | $0,73 \pm 0,05$ | 0,41 |

*) $P(\chi^2) < 0,01$

Значения показателя α' при аппроксимации средней
 множественности для $P_0 = 4,2$ ГэВ/с зависимостью
 $\langle n \rangle_j = K_j A_j^{\alpha'}$

Таблица 2

| Тип час- тиц | Форм- мишень | Заряженные | | Отрицательные | | "Рожденные" | |
|-----------------|-----------------|-----------------|-------------|-----------------|-------------|-----------------|-------------|
| | | α' | $P(\chi^2)$ | α' | $P(\chi^2)$ | α' | $P(\chi^2)$ |
| (2а) | С | $1,04 \pm 0,03$ | * | $1,57 \pm 0,07$ | * | $1,27 \pm 0,04$ | 0,01 |
| | Та | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| (2б) | С | $0,62 \pm 0,02$ | * | $1,02 \pm 0,06$ | * | $0,74 \pm 0,03$ | 0,13 |
| | Та | $1,37 \pm 0,05$ | * | $1,77 \pm 0,06$ | 0,01 | $1,63 \pm 0,13$ | 0,06 |
| (2в) | С | $0,61 \pm 0,02$ | * | $0,97 \pm 0,06$ | 0,06 | $0,72 \pm 0,02$ | 0,60 |
| | Та | $1,29 \pm 0,05$ | 0,50 | $1,71 \pm 0,06$ | 0,55 | $1,64 \pm 0,12$ | 0,90 |

--- нет сходимости



То же, что и в табл. 2, данные по СКМ-200 при $P_0 = 4,5$ ГэВ/с, для разных пар $A_i A_t$

Таблица 2а

| Формула | $A_i A_t$ | α' | $P (\chi^2)$ |
|---------|------------------------------|-----------------|--------------|
| (2а) | $He (Li, C, Al, Cu, Pb)$ | $0,27 \pm 0,02$ | 0,03 |
| | $He (C, Ne, Al, Cu)$ | $0,34 \pm 0,06$ | $\approx I$ |
| | $C (C, Ne, Si, Cu, Zr)$ | $0,50 \pm 0,05$ | 0,57 |
| | $C (C, Ne, Si, Cu)$ | $0,52 \pm 0,06$ | 0,17 |
| (2б) | $He (Li, C, Ne, Al, Cu, Pb)$ | $0,21 \pm 0,02$ | 0,07 |
| | $He (C, Ne, Al, Cu)$ | $0,25 \pm 0,05$ | $\approx I$ |
| | $C (C, Ne, Si, Cu, Zr)$ | $0,39 \pm 0,04$ | 0,61 |
| | $C (C, Ne, Si, Cu)$ | $0,42 \pm 0,05$ | $\approx I$ |
| (2в) | $He (Li, C, Ne, Al, Cu, Pb)$ | $0,22 \pm 0,02$ | 0,18 |
| | $He (C, Ne, Al, Cu)$ | $0,26 \pm 0,05$ | $\approx I$ |
| | $C (C, Ne, Si, Cu, Zr)$ | $0,40 \pm 0,04$ | 0,66 |
| | $C (C, Ne, Si, Cu)$ | $0,42 \pm 0,05$ | $\approx I$ |



Результаты аппроксимации функции $R_i = f(\langle \nu_i \rangle)$ линейной зависимостью $a + b \langle \nu_i \rangle$ для данных при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с

Таблица 3

| Тип мн- вения тип частич | С | | Та | | P (χ^2) |
|-----------------------------------|------------------|-----------------|------------------|-----------------|----------------|
| | a | b | a | b | |
| зар. | | | $0,32 \pm 0,08$ | $0,70 \pm 0,04$ | 0,18 |
| отр. | $-0,27 \pm 0,11$ | $1,35 \pm 0,08$ | $-0,35 \pm 0,10$ | $1,35 \pm 0,06$ | 0,90 |
| рок. | | | $-0,11 \pm 0,08$ | $1,16 \pm 0,09$ | 0,14 |

Результаты аппроксимации зависимости $R_{it} = f(\langle \nu_{it} \rangle)$ линейной
 функцией $\alpha + \beta \langle \nu_{it} \rangle$ для данных при 4,2 ГэВ/с

Таблица 4

| Тип ме- шени | С | | Та | | Р (%) |
|-----------------|------------------|-----------------|------------------|------------------|-------|
| | а | б | а | б | |
| зар. | | | $0,60 \pm 0,05$ | $0,044 \pm 0,02$ | 0,53 |
| отр. | $-0,29 \pm 0,21$ | $1,24 \pm 0,10$ | $-0,51 \pm 0,24$ | $0,73 \pm 0,04$ | 0,80 |
| роз. | | | $0,04 \pm 0,03$ | $0,32 \pm 0,03$ | 0,60 |

То же, что и в табл. 4, для отрицательных частиц,
данные от ППК-500 /1/ ($P_0 = 4,2$ ГэВ/с) и СКМ-200 /2/
($P_0 = 4,5$ ГэВ/с)

Таблица 4а

| №№ | $\mathcal{A}_i \mathcal{A}_t$ | a | β | $P(\chi^2)$ |
|-----|--|------------------|-----------------|-------------|
| 1. | $(P, d, He, C) Ta$ [1] | $-0,51 \pm 0,24$ | $0,73 \pm 0,04$ | I |
| 2. | $(P, d, He, C) C$ [1] | $-0,29 \pm 0,21$ | $1,24 \pm 0,10$ | 0,05 |
| 3. | $He(Li, C, Ne, Ar, Cu, Pb)$ [2] | $2,50 \pm 0,31$ | $0,42 \pm 0,05$ | 0,33 |
| 4. | $He(Li, C, Ne, Ar, Cu)$ [2] | $1,90 \pm 0,44$ | $0,60 \pm 0,08$ | 0,78 |
| 5. | $He(C, Ne, Ar, Cu)$ [2] | $2,27 \pm 0,66$ | $0,52 \pm 0,12$ | I |
| 6. | $C(C, Ne, Si, Cu)$ [2] | $3,24 \pm 0,89$ | $0,49 \pm 0,10$ | I |
| 7. | $C(C, Ne, Si, Cu, Zn)$ [2] | $3,60 \pm 0,69$ | $0,44 \pm 0,07$ | 0,73 |
| 8. | $He[(C, Ta) (1) +$ $+ (Li, C, Ne, Ar, Pb) (2)]$ | $2,51 \pm 0,26$ | $0,40 \pm 0,05$ | 0,58 |
| 9. | $He[C (1) +$ $+ (Li, C, Ne, Ar, Cu) (2)]$ | $1,90 \pm 0,40$ | $0,60 \pm 0,10$ | 0,88 |
| 10. | $C[(C, Ta) (1) +$ $+ (C, Ne, Ar, Cu, Zn) (2)]$ | $3,23 \pm 0,48$ | $0,46 \pm 0,05$ | 0,95 |
| 11. | $C[C (1) +$ $+ (C, Ne, Ar, Cu, Zn) (2)]$ | $3,50 \pm 0,56$ | $0,45 \pm 0,07$ | 0,86 |
| 12. | $He[(C, Ta) (1) +$ $+ (Li, C, Ne, Ar, Cu, Pb) (2)] +$ $+ C[(C, Ta) (1) + (C, Ne, Si, Cu, Zn) (2)]$ | $2,33 \pm 0,20$ | $0,51 \pm 0,03$ | 0,026 |
| 13. | $He[C (1) + (Li, C, Ne, Ar,$ $Cu) (2)] + C[C (1) +$ $+ (C, Ne, Si, Cu, Zn) (2)]$ | $2,05 \pm 0,21$ | $0,59 \pm 0,04$ | 0,51 |



T. Jalagania, M. Dasaeva, N. Kutsidi, Yu. Tevzadze

THE DEPENDENCE OF SECONDARY PARTICLES MULTIPLICITY ON THE ATOMIC NUMBERS OF THE INTERACTING NUCLEI

Summary

The authors have analysed the multiplicity data on secondary particles produced in collisions of protons and relativistic nuclei d, He, C, with C and Ta. An attempt is made to study the average multiplicity dependence on atomic numbers of the incident and target nuclei in different aspects.

- 9. $\frac{dN}{dV}(\text{C})$ 31,0 21,1 25,0 25,10 0,40 0,70 0,4 0,5
- 10. $\frac{dN}{dV}(\text{C-Ta})$ 3,2 0,48 0,46 0,4 0,35
- 11. $\frac{dN}{dV}(\text{C})$ 0,86
- 12. $\frac{dN}{dV}(\text{C-Ta})$ 0,20 0,51 0,05 0,25

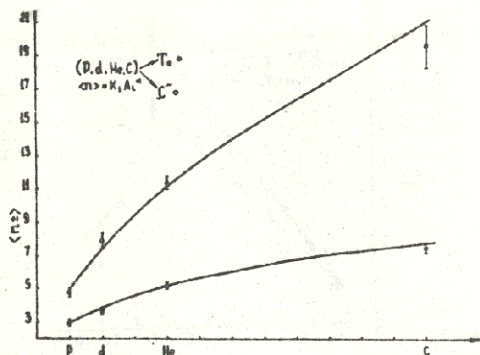


Рис. 1. Зависимость средней множественности вторичных заряженных частиц $\langle n \rangle$ зар. от атомного веса ядра-снаряда A_i .

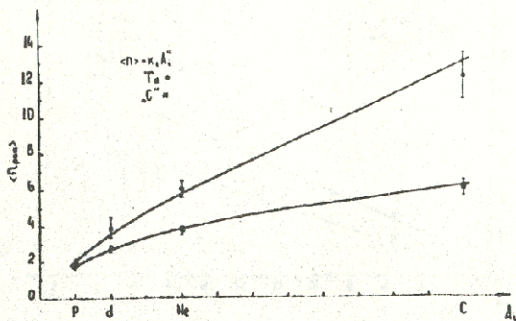


Рис. 2. Зависимость средней множественности рожденных частиц $\langle n \rangle$ рожд. от атомного веса ядра-снаряда A_i .

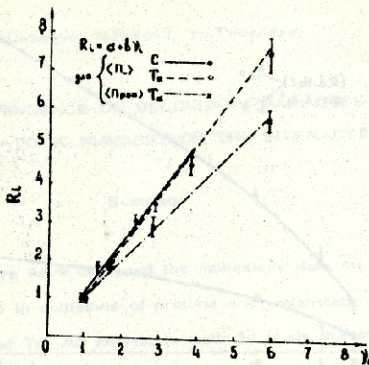


Рис.3. Зависимость $R_L = \frac{\langle n \rangle A_i A_t}{\langle n \rangle \rho A_t}$ от $\langle \lambda \rangle = \frac{A_i \epsilon \rho A_t}{\epsilon_i A_t}$

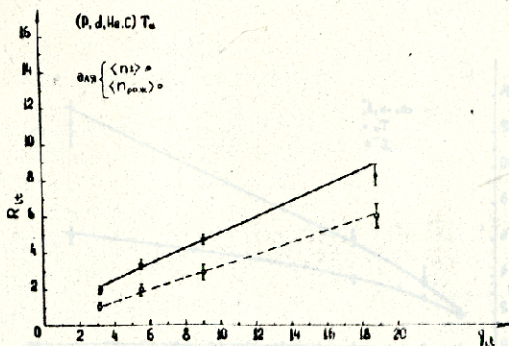


Рис.4а. Зависимость $R_{L,t}$ от $\langle \lambda, t \rangle$; $R_{L,t} = \frac{\langle n \rangle A_i A_t}{\langle n \rangle \rho A_t}$

$$\langle \lambda_{\text{эф}} \rangle = \frac{A_i A_t \epsilon_{\text{эф}}}{\epsilon_i A_t}$$

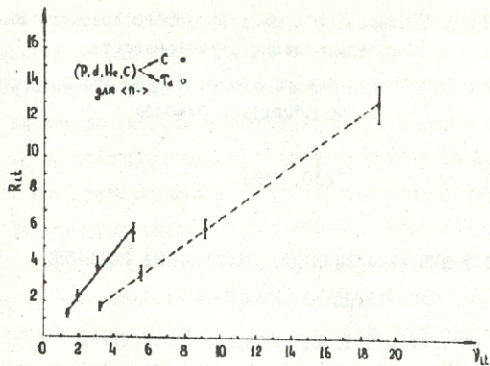


Рис. 4б. Зависимость R_{it} от $\langle v_{it} \rangle$ для $\langle n \rangle$ отр.

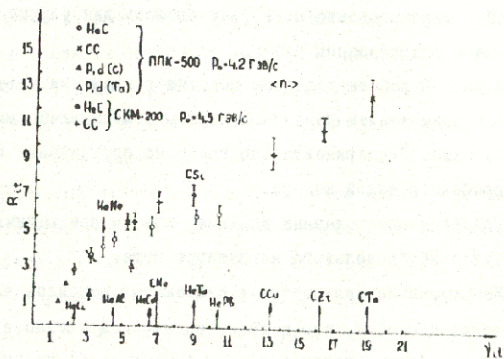


Рис. 5. Зависимость R_{it} от $\langle v_{it} \rangle$ для $\langle n \rangle$ отр.
(совместные данные от ППК-500 и СКМ-200).



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შიდას სახელმწიფო უნივერსიტეტის
უბიჯნობის შრომები

230, 1982

**ВЛИЯНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ДИАФРАГМ НА РАЗВИТИЕ
РАЗРЯДА В ЗЕТ-ПИНЧЕ**

И.Ф.Кварцхава, Ю.С.Гваладзе, И.Я.Бутов

Самосжатые сильноточные разряды типа зет-пинча ха-
рактеризуются повторными пробоями в пристеночной области
разрядной камеры. Существуют два подхода к проблеме пов-
торных пробоев. Первый – устранение повторных пробоев,
второй – использование повторных пробоев для улучшения
нагрева и стабилизации плазмы.

В данной работе делается попытка устранения повторных
пробоев применением разрядной камеры с металлическими
диафрагмами. Экспериментально показано ограничение повтор-
ных пробоев в такой камере.

Одновременно показана динамика плазмы при наличии и
в отсутствие продольного магнитного поля.

Исследования сильноточных самосжатых разрядов типа
зет-пинча показали, что наличие остаточной плазмы в при-
стеночной области разряда и рост приложенного напряжения
на электродах, вызванный увеличением индуктивности,
обуславливает повторный пристеночный пробой /1-3/. Даль-



нейшее изучение процесса показало, что повторный пробой восплакает в разряд новые порции рабочего газа и примеси, увеличивающие энергию светового излучения и мешающие нагреву плазмы до высоких температур /4-5/. В работах авторов /6-9/ экспериментально и теоретически было доказано, что при существующей волнистой структуре, плазма имеет температуру ниже, чем при моноволоконистой структуре. При определенных условиях эксперимента (диаметр разрядной камеры, предварительная ионизация и др.) можно уменьшить число волокон до единицы. Создание однородной структуры является необходимым условием эффективного нагрева и удержания плазмы.

При сравнительно высоких давлениях можно осуществить моноволоконистую структуру без повторных пробоев в пристеночной области.

Одним из методов предотвращения повторного пробоя газа около стенок разрядной камеры, с целью получения более устойчивой плазменной конфигурации, является совместное зажигание зет- и тета-пинчей в одном разрядном объеме /10-15/, т.е. "комбинированный пинч".

В данной работе изучается влияние металлических диафрагм на развитие разряда в линейном зет-пинче малого диаметра при больших давлениях рабочего газа.

Как указывает теория /7-8,16/, плазму с моноволоконистой структурой можно получить путем уменьшения диаметра разрядной камеры, а увеличением давления рабочего газа в разрядной камере можно улучшить стабильность.



Замена разрядной камеры из изолятора (стекло, кварц, алунд) на камеру из металла или с металлическими диафрагмами дает два основных преимущества:

1) благодаря высокой теплопроводности проводник может поглотить более высокие импульсы энергии на внутренней поверхности разрядной камеры;

2) выбор материала стенок с малым Z , при испарении и бомбардировке ионами обеспечивает уменьшение потерь энергии за счет излучения $Z^2/17$.

Эффект влияния стенок на развитие разряда проверялся сравнением выходящей энергии в плазменный шнур в зависимости от условий разряда.

С целью проведения исследования влияния металлических стенок на развитие разряда линейного зет-пинча была изготовлена металлическая разрядная камера. Камера представляла собой цилиндр из органического стекла, заполненный стопкой металлических шайб. Шайбы имели следующие размеры: толщина - 0,5 мм, наружный диаметр D - 132 мм, диаметр отверстия D_1 - 40 мм. Шайбы изолированы друг от друга и вакуумно плотно соединены с внутренней стенкой цилиндра. Расстояние между шайбами определялось длиной свободного пробега электрона при рабочем давлении и равнялось $0,5 + 2$ мм. Наружный диаметр разрядной камеры составлял 150 мм, на котором в виде многослойной катушки был намотан медный провод.

Длина разрядной камеры (а, следовательно, и расстояние между электродами) менялась в пределах $28 \div 44$ см.



В центральной части камеры была выполнена щель для фотографирования разряда.

Разрядная камера и распределение магнитного поля по оси показаны на рис. 1. Фоторегистрация разряда производилась с помощью сваренных СФР-ов в режиме луны времени и непрерывной фоторазрядки. Щель СФР-а в режиме непрерывной фоторазвертки была направлена параллельно металлическим диафрагмам примерно в центре разрядной камеры. В одном случае захватывался наружный диаметр диафрагмы. По вольт-амперной характеристике (сигналы фиксировались на осциллографе СИ-24) определялись энергии, вкладываемая в разряд, и наличие повторного пробоя. Величину интенсивности рентгеновского излучения оценивали с помощью фотопленок при разной толщине фильтров. В качестве фильтров применялся свинец.

Эксперименты по исследованию свойств плазмы в разрядной камере с металлическими диафрагмами проводились в водороде, дейтерии, гелии и др. газах. Начальное давление газа менялось в пределах от 100 Тор + 1 Тор. Форма токового импульса без закорачивания - синусоидальная, а с закорачиванием - почти однополярный импульс.

На рис. 2 приведены СФР-граммы для сравнения разрядов в зет-пинче с диафрагмами, а - при наличии стационарного аксиального магнитного поля, - без поля.

Линиями выделен размер отверстия в диафрагмах. Скоростные снимки показывают, что после максимального ожетия видно свечение по всему внутреннему пространству камеры.



Диаметр и интенсивность свечения при наличии стационарного магнитного поля, меньше, чем без поля. Через 2 + 3 мкс после начала свечения при наличии аксиального магнитного поля наблюдается повторный пробой, а без поля - через 0,5 + 1 мкс. При этом объем, заполненный свечением, с магнитным полем меньше, чем без наличия магнитного поля. С увеличением энергии конденсаторной батареи степень сжатия и время удержания в сжатом состоянии увеличиваются, а увеличение стационарного аксиального магнитного поля улучшает симметрию разряда.

При наличии стационарного аксиального магнитного поля наблюдается 4-кратное сжатие плазмы со скоростью $\sim 5 \times 10^6$ см/с. Плазма в состоянии максимального сжатия находится в течение 2 мкс. Наблюдается симметрическое расхождение шнура, который заполняет внутреннюю полость разрядной камеры за 6 мкс. Повторный пробой отсутствует.

Десятикратное сжатие плазмы без магнитного поля происходит быстрее, чем за 0,5 мкс, скорость сжатия $7 \cdot 10^6 + 10^7$ см/с. В состоянии максимального сжатия плазма находится в течение 1 мкс, а потом, без признаков повторного пробоа, плазменный шнур расширяется асимметрично (на снимке расширение вверх идет быстрее, чем вниз) и заполняет разрядный объем камеры за 2 мкс. Следы разряда на внутреннем отверстии диафрагм подтверждают, что разряд происходит между диафрагмами, что вызывает увеличение давления рабочего газа от примесей. После нескольких десятков разрядов (60-70) камера с диафрагмами теряет свойства, характерные



для металлической стенки. Причиной является наличие металлического осадка на внутренней части изолятора камеры. Образуется какая-то сплошная металлическая стенка. Дальнейшие эксперименты вызывают разрушение металлических диафрагм от пробоя по внутренней поверхности камеры. Характер разрушения показан на рис. 3.

Из СФР-грамм, снятых перпендикулярно аксиальной оси камеры в режиме фоторазвертки, видно, что развитие разряда начинается по внутренней поверхности отверстий диафрагм, но через 2+3 мкс появляются следы разряда между диафрагмами по стенке, выполненной из изолятора.

На рис. 4 показаны типичные вольтамперные кривые. Путем интегрирования этих кривых определялось количество энергии, вкладываемой в разряд.

На рис. 5 показаны СФР-граммы зет-пинча. Пинч без начального магнитного поля сопровождался повторным пробоем через 0,5 мкс после начала разряда. Одновременно в начальной стадии разряда после максимального сжатия плазменного шнура поперек разряда наблюдается чередование более "светлых" и "темных" полос (в течение 0,5 мкс), а затем медленное расширение шнура (~ 1 мкс) до внутреннего отверстия в диафрагмах и дальше между диафрагмами. При этом разрушение плазменного шнура не наблюдается. Степень сжатия тем выше, чем меньше магнитное поле. Указанный эффект, чередования "светлых" и "темных" полос может вызываться двумя явлениями: инерционными колебаниями в результате расширения плазменного шнура и влиянием токов, наводящихся в

кольцах диафрагмы.

С уменьшением давления рабочего газа степень сжатия увеличивается (диаметр шнура 5 мм) при прочих равных условиях эксперимента (рис.6), но, в отличие от предыдущих случаев, после 1 мкс стабильного сжатия наблюдается наивышение плазменного шнура вокруг магнитного поля, где шаг плазменного винта и диаметр соизмеримы. Диаметр шнура вначале составляет ~ 10 мм, а к 4 мкс увеличивается почти в два раза до нарушения магнитной изоляции (рис.6). В некоторых случаях наблюдается расщепление плазменного шнура на две и более частей (рис.6б), которые одновременно завиваются, сохраняя закономерность изменения. Шаг винта плазменного шнура соответствует шагу магнитного поля.

При использовании более вакуумночистого материала для разрядной камеры из молибденового стекла свойства системы предотвращать повторные пробои усиливаются и наблюдается наличие ярковыраженного полого плазменного шнура с временем жизни порядка полупериода разряда. Аналогичные эксперименты в камерах с шайбами, выполненными из изолятора, не дали эффекта, а шайбы разрушались после первого разряда от ударной волны.

На стекле, закрывающем торцы разрядной камеры через демпферный объем длиной 250 мм, после разряда появляется выжженный участок $d \approx 2-4$ мм от воздействия кумулятивной струи.

Датчики рентгеновского излучения, размещенные по оси разрядной камеры на расстоянии 1,5 м от торца за 2-х мм



свинцовой защитой, показывали наличие рентгена с энергией 700 + 800 кэВ.

На основе экспериментальных исследований свойств плазмы в разрядных камерах с металлическими стенками можно сделать следующие основные выводы:

1. Наблюдается рентгеновское излучение, энергия которого в аксиальном направлении составляла 700-800 кэВ.
2. При наличии начального аксиального магнитного поля формируется полый плазменный шнур, который схлопывается медленно, вкладывается большая энергия в разряд и шнур симметрично разлетается. Без магнитного поля плазма схлопывается в шнур и разлетается несимметрично за короткое время.
3. С понижением давления образуется плазменный шнур в виде одно- или многозаходной винтовой конфигурации.
4. Диафрагмы исключают повторные пробои и при нарушении изоляции между ними разрушаются. С увеличением давления диафрагмы не исключают повторных пробоев.

Проведенные эксперименты по исследованию свойств плазмы зет-пинча в разрядной камере с металлическими шайбами показали преимущества данной конструкции. Эти преимущества в дальнейшем можно использовать для усовершенствования разрядных камер для получения плазмы с высокими параметрами (высокая температура и плотность, большое время жизни и др.).

Поступила 10.X.1961.

Сухумский
физико-технический институт

Технические параметры экспериментальной установки

Таблица I

| Код-во связей | Емкость конден- саторной связи МКФ | Среднее напряже- ние кВ | Энергосо- держа- ние конден- саторной связи кДж | Без закорачивания тока | | С закорачиванием тока | |
|------------------|--|----------------------------------|---|---------------------------|-------------------------------------|--------------------------|---|
| | | | | разряд- ный ток кА | последе- риод разр. Т/2мкс | разрядный ток кА | длительность импульса тока мкс |
| I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| I | 30 | 30 | 13,5 | 240 | 6 | 180 | 8 |
| 2 | 60 | 30 | 27 | 460 | 6 | 270 | 10,5 |
| 3 | 90 | 30 | 40,5 | 700 | 6 | 330 | 12,5 |
| 4 | 120 | 30 | 54 | 800 | 7 | 400 | 14 |

| № рис. | Емкость конден- сатор- ной ба- тарей | | Максимальная загрузка | | Длитель- ность им- пульса тока с задержи- ванием мкс | Рабочий газ | Давление | Вид разря- да | Стационар- ное маг- нитное по- ле |
|-----------|--|----|--------------------------|----|--|----------------|----------|------------------|--|
| | С мкФ | КВ | КА | КБ | | | | | |
| 1 | 2 | 4 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
| 2 а | 60 | 30 | 270 | 30 | 10 | He | I | радиально | 2,8 |
| б | 60 | 30 | 270 | 30 | 10 | He | I | радиально | - |
| 4 а | 120 | 30 | 400 | 30 | 14 | H ₂ | I | - | 4 |
| б | 120 | 30 | 400 | 30 | 14 | H ₂ | I | - | - |
| 5 а | 120 | 30 | 400 | 30 | 14 | H ₂ | I | радиально | 4 |
| б | 120 | 30 | 400 | 30 | 14 | H ₂ | I | радиально | - |
| 6 а | 60 | 30 | 270 | 30 | 10 | H ₂ | 0,1 | радиально | 3 |
| б | 60 | 30 | 270 | 30 | 10 | H ₂ | 0,1 | радиально | 4 |

ЛИТЕРАТУРА



- I. А.А.Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. У.М., 1961.
2. С.И.Брагинский, И.М.Гельфанд, Р.П.Федоренко. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. Т.4, 1958, 201.
3. И.Ф.Кварцхава, К.Н.Кервалидзе, Ю.С.Гваладзе. ИТФ, т.XXX, в.5, 1960, 1641.
4. С.И.Брагинский, В.Д.Шафранов. Труды II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, т.1, 1959, 221.
5. R.S.Pease. Proc. Phys. Soc. (1957), B.70, N 1, 11.
6. И.Ф.Кварцхава, К.Н.Кервалидзе, Ю.С.Гваладзе, Г.Г.Зукакишвили. Ядерный синтез, 5, 1965, 181.
7. Н.Н.Комаров. Ядерный синтез, т.3, 1963, 174.
8. Н.Н.Комаров, И.Ф.Кварцхава, В.М.Фадеев. Ядерный синтез. т.5, № 5, 1965, 192.
9. Ю.С.Гваладзе. Автореферат канд.дис., Сухуми, 1974.
- Ю. И.Ф.Кварцхава и др. Plasma Phys. and Contr.Nucl.Fusion Res., IAEA, Vienna, v.1, 1969, 3237.
- II. И.Ф.Кварцхава и др. Plasma Phys. and Contr.Nucl.Fusion Res., IAEA, Vienna, v.1, 1971, 183.
12. Van der Laan, et al. Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., IAEA, v.1, Vienna, 1971, 217.
13. H.A.R.Bodin, et al., Plasma Phys. and Contr.Nucl.Fusion Res., IAEA, v.1, Vienna, 1971, 259.



I. Kvartskhava, Yu. Gvaladze, I. Butov

THE EFFECT OF METAL LIMITERS ON THE DEVELOPMENT OF Z-PINCHES DISCHARGES

Summary

Z-pinch type self-constricting high-current discharges in the wall area of a discharge chamber are characterized by secondary discharges. Two approaches are known to the problem of secondary discharges: (a) their prevention and (b) using such discharges to improve the plasma stability and for heating.

The paper deals with an attempt to prevent secondary discharges through the use of metal limiters in a discharge chamber. The feasibility of limiting secondary breakdowns in such a chamber is demonstrated experimentally, and the plasma dynamics with and without a longitudinal magnetic field is presented.

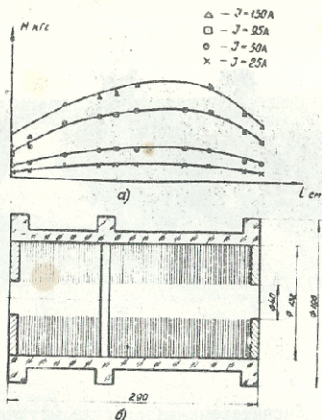


Рис. 1 а - распределение стационарного азимутального магнитного поля по оси камеры.
б - разрядная камера с металлическими диафрагмами

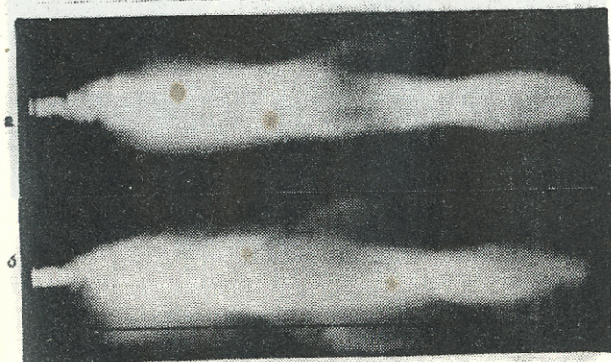


Рис. 2 СФР-граммы развития разряда зет-пинча.



Рис. 3 Характерные разрушения металлических диафрагм разрядной камеры по внутреннему отверстию диафрагм: а - верхняя часть ; б - нижняя часть.

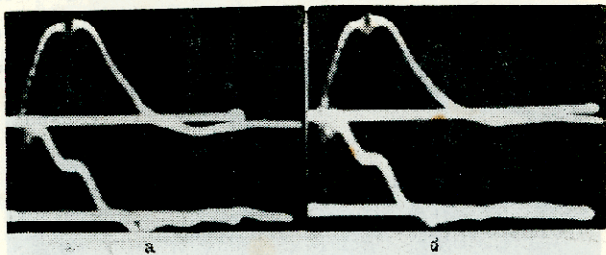


Рис. 4 Характерные вольтамперные кривые.

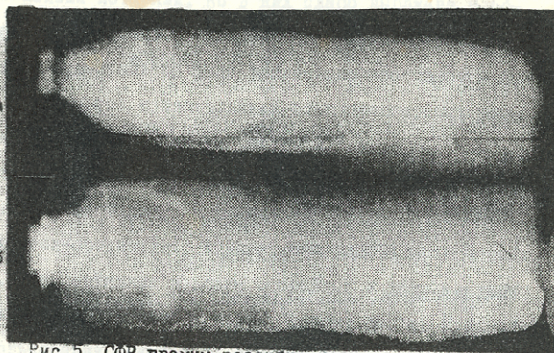


Рис.5 СФР-граммы развития разряда.



Рис.6 СФР-граммы зет-пинча.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შინაგანი ენციკლოპედიაში მრავალჯერადი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის ბრძანებით

230, 1982

УСИЛИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА АКТИВИРОВАННОГО
ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

М.И.Джибладзе, Э.Ш.Теплицкий, Р.Н.Чианурашвили,
Р.Р.Эрикашвили

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач квантовой электроники является усиление сверхслабых оптических сигналов. Для этой цели наиболее удобными являются регенеративные (резонаторные) квантовые усилители, в которых коэффициент усиления на несколько порядков превышает коэффициент усиления в усилителях бегущей волны. Весьма перспективными для этой цели являются стекловолокна, активированные неодимом, поскольку они относятся к системам с распределенной обратной связью и могут приводить к регенеративному режиму усиления. Тем не менее, усилительные свойства активных стекловолокон изучены недостаточно и ряд вопросов остается открытым. К ним относятся, в первую очередь, действительное осуществление регенеративного режима усиления,



также как эффективное соотношение коэффициентов усиления и потерь (в настоящее время созданы активированные стекловолокна с малыми потерями, но в них слабо выражена и обратная связь), возможность усиления предельно слабых импульсов и их выделение на фоне усиленного спонтанного излучения, возможность использования стекловолоконных усилителей в сверхрегенеративном режиме и т.д.

Обратная связь в активных волокнах осуществляется за счет отражения от торцов, а также за счет рассеяния на случайных неоднородностях, изгибах волокна, дифракционных эффектах. Т.е. активные волокна относятся к типу систем с распределенной обратной связью, поэтому они не нуждаются в использовании каких-либо дополнительных резонаторов /Г - 6/.

В работах /7/ и /8/ коэффициент усиления определяется как отношение выходных сигналов с накачкой и без нее. Однако такое определение коэффициента усиления имеет смысл только для усилителя бегущей волны, когда в отношении $\frac{I_{\text{вых}}(E)}{I_{\text{вых}}(0)}$ сокращаются потери и может быть найдено усиление на единицу длины. Наличие распределенных потерь и связанной с этим обратной связи позволяет считать, как это показано ниже, волоконный усилитель усилителем регенеративного типа, для которого коэффициент усиления определяется соотношением

$$G = \frac{(1-\kappa)^2 \exp[\sigma N_3 L - \beta l]}{1-\kappa^2 \exp 2[\sigma N_3 L - \beta l]}$$

Экспериментальная установка

Так что сокращения потерь не происходит, и если пользоваться определением коэффициента усиления работ /7/ и /8/, то этот коэффициент может оказаться очень большим даже при небольшом изменении длины волокна. В любом случае он не определяет усиления на единицу длины волокна.

Целью настоящей работы является исследование усиительных свойств активного стекловолокна для различных по интенсивности входных импульсов и энергий накачки.

В работе /9/ проведено теоретическое исследование регенеративного усилителя, в котором обратная связь создана за счет отражения излучения от зеркал резонатора, на основе геометрической оптики. В нашем случае такое рассмотрение не применимо, так как волоконный усилитель - система с распределенной обратной связью и поперечным размером . Поэтому в случае волоконного усилителя расчет производится на основе теории переноса и усиления излучения, как в /10/.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на силикатных стекловолокнах, активизированных ионами неодима. Длина волокон составляла до 150 см, а диаметр - 40 мкм. Активные волокна помещались в специальный отражатель и возбуждались импульсными газоразрядными лампами.

На рис. I представлена схема экспериментальной установки.

В качестве задающего генератора нами был использован стекловолоконный неодимовый лазер (I), работающий в режиме периодических гигантских импульсов. Лазер излучал импульсы длительностью 20-30 нсек с интервалом 30-50 мксек. В качестве активной среды использовался волоконный жгут, состоящий из 5-7 волокон, между которыми существовала оптическая связь, обеспечивающая регулярность излучения /II/.

Волоконный квантовый усилитель представлял собой волоконный жгут из 5 волокон, помещенных в двухламповый отражатель (2) и возбуждаемых импульсными лампами НФП-2000. Длина возбуждаемой части волокна составляла 84 см, а пассивная часть (по 30 см) входила в специальное устройство (3) для обеспечения ввода излучения в волокно и регистрации выходящего из усилителя излучения.

Устройство для ввода излучения в волоконный усилитель от волоконного генератора представляло собой стеклянный капилляр с микрометрическим винтом, помещенный на столик микроскопа. В капилляр вводились с одной стороны волоконный жгут задающего волоконного лазера (I), а с другой - волоконный жгут ОКУ вместе с пассивным аналогичным жгутом (8) для регистрации сигнала, входящего в волоконный усилитель. Расстояние между концами волокон генератора и усилителя плавно менялось микрометрическим винтом, что приводило к изменению интенсивности сигнала, переходящего из генератора в усилитель. Таким образом, связывающее устройство выполняло роль и аттенуатора света.

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента ввода



излучения из генератора в усилитель от расстояния между жгутами волокон.

Выходящее из усилителя излучение, проходя через монохроматор УМ-2 (4), попадало на ФЭУ-62 (6). Сигнал регистрировался с помощью запоминающего двухлучевого осциллографа С8-II(5). Одновременно с усиленным сигналом на этом же осциллографе регистрировался сигнал от ФЭМ-62 (7), показывающий величину входного сигнала в усилитель.

На рис. 3 представлена типичная осциллограмма, показывающая усиленные импульсы (нижняя линия) и входящие в усилитель импульсы (верхняя кривая). Оба ФЭУ работали в линейном режиме, что достигалось применением светофильтров и калиброванных ослабителей света. Помимо серии импульсов, верхняя линия на рис. 3 показывает ход лампы накачки, а нижняя кривая - люминесценцию активного волокна усилителя.

Между генератором и усилителем существует линия задержки, позволяющая плавно менять время начала разгорания ламп усилителя относительно начала импульса генерации лазера. Это дало возможность менять коэффициент усиления активного волокна в разные моменты времени относительно начала разгорания лампы накачки усилителя.

Абсолютное значение пиковой мощности усиливаемых импульсов измерялось с помощью калиброванного ФЭУ.

Необходимо отметить, что все жгуты, применяемые в экспериментах (жгуты генератора, усилителя и пассивного регистратора), имели одинаковое число волокон. Результаты измерений мощности сигналов приведены для одного стек-



волокна.

Эксперименты проводились при комнатных температурах, волокна охлаждались водой.

Поскольку известно, что под действием УФ части спектра накачки в стекловолокне создаются центры окраски /4/, то была исследована также зависимость интенсивности спонтанного излучения от концентрации фильтрующего раствора $K_2Cr_2O_7$. Эксперименты показали, что при использованных уровнях накачки роль центров окраски незначительна.

Полученные экспериментальные результаты будут обсуждаться ниже в связи с теоретическим анализом.

ТЕОРИЯ УСИЛИТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ АКТИВНОГО СТЕКЛОВОЛОКНА

а) Уравнения переноса и граничные условия

Рассмотрим волоконную активную среду длиной L , находящуюся в поле накачки с интенсивностью $I(t)$, которая поступает в волокно через значительную часть боковой поверхности равномерно. Внутри среды возникают потоки накачки $I^+(x, t)$ и $I^-(x, t)$, идущие в положительном и отрицательном направлении оси x соответственно.

Другая система волн в активной среде связана с потоками собственного излучения и внешнего импульса. Введем интенсивности падающей и отраженной волн излучения $I^+(x, t)$ и $I^-(x, t)$ соответственно.

Для четырехуровневой системы кинетика населенностей



определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_3}{\partial t} &= -\left[\frac{1}{\tau} + \epsilon(I^+ + I^-)\right]n_3 + \epsilon_H(y^+ + y^-)n_1, \\ \frac{\partial n_1}{\partial t} &= \left[\frac{1}{\tau} + \epsilon(I^+ + I^-)\right]n_3 - \epsilon_H(y^+ + y^-)n_1, \end{aligned} \quad (1)$$

где ϵ, ϵ_H - сечения поглощения для полей излучения и накачки соответственно, τ - время спонтанного распада.

Для переноса поля накачки имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial y^+}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial y^+}{\partial t} &= -\epsilon_H n_1 y^+ - \beta, \\ -\frac{\partial y^-}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial y^-}{\partial t} &= -\epsilon_H n_1 y^- - \beta, \end{aligned} \quad (2)$$

где v - скорость света в среде, β - пассивные потери.

Для потоков излучения имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I^+}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial I^+}{\partial t} &= \epsilon I^+ n_3 + \frac{q n_3}{2\tau}, \\ -\frac{\partial I^-}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial I^-}{\partial t} &= \epsilon I^- n_3 + \frac{q n_3}{2\tau}; \end{aligned} \quad (3)$$

вдось $\frac{q n_3}{2\tau}$ - спонтанное излучение, q - квантовый выход люминесценции.

В этих уравнениях не учтена роль центров окраски, поскольку она несущественна.

При исследовании уравнений (1 - 3) используем обычные предположения:

а) изменение накачки за время пробега незначительно,

т.е.

$$\frac{\partial y}{\partial t} \cdot \frac{L}{v} \ll y;$$



б) время пробега волной активной среды много меньше τ ; у нас для $L = 1,5 \text{ м}$ $\frac{L}{v} \approx 0,3 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$,
а $\tau \approx 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$.

Учет потерь может быть произведен в окончательных формулах.

Тогда уравнения (2) и (3) упрощаются и принимают вид

$$\frac{\partial y^+}{\partial x} = -\epsilon_n n_1 y^+, \quad (2')$$

$$-\frac{\partial y^-}{\partial x} = -\epsilon_n n_1 y^-,$$

$$\frac{\partial I^+}{\partial x} = \epsilon n_3 I^+ + \frac{q n_3}{2\tau}, \quad (3')$$

$$-\frac{\partial I^-}{\partial x} = \epsilon n_3 I^- + \frac{q n_3}{2\tau}.$$

Сопоставим волоконному лазеру обычный лазер с резонатором, зеркала которого (находящиеся на торцах) имеют коэффициенты отражения γ и находятся друг от друга на расстоянии L (длина активной среды).

В этом случае имеем следующие граничные условия для потоков накачки:

$$\begin{aligned} J^-(L, t) &= \gamma J^+(L, t) + \gamma J(t), \\ J^+(0, t) &= \gamma J^-(0, t) + \gamma J(t), \end{aligned} \quad (4)$$

где $J(t)$ - интенсивность накачки, γ - доля входного излучения, поступающая в данный поток через боковую поверхность при проникновении поля накачки в активную среду.

Как указывалось выше, поле накачки равномерно распределяется между обеими волнами $J^+(x, t)$ и $J^-(x, t)$.

В режиме излучения (люминесценции или генерации) имеем



следующие граничные условия для потоков излучения

$$\begin{aligned} I^+(0,t) &= \eta I^-(0,t), \\ I^-(L,t) &= \eta I^+(L,t). \end{aligned} \quad (5)$$

В режиме усиления внешнего импульса граничные условия для потоков излучения таковы:

$$\begin{aligned} I^+(0,t) &= \eta I^-(0,t) + (1-\eta)I_0(t), \\ I^-(L,t) &= \eta I^+(L,t), \end{aligned} \quad (6)$$

где $I_0(t)$ - интенсивность поступающего в усилитель излучения.

В этих соотношениях коэффициенты "отражения" и "потерь" по отношению к волоконному лазеру являются эффективными, так как здесь обратная связь осуществляется не за счет отражения от зеркал резонатора, а за счет рассеяния на случайных неоднородностях, изгибах волокна, отражениях от торцов и дифракционных эффектах.

Решая укороченные уравнения (2.2) с граничными условиями (2.4), найдем распределение поля накачки внутри активной среды. Общее решение (2.2) имеет вид:

$$J^+(x,t) = C_+ e^{-\epsilon_n \int_0^x n_1 ds}$$

$$J^-(x,t) = C_- e^{\epsilon_n \int_0^x n_1 ds}$$

Постоянные C_+ и C_- согласно граничным условиям (4) имеют следующие значения:



$$C_- = \frac{\gamma \mathcal{Y}(t)}{\kappa_1 - \gamma},$$

$$C_+ = \frac{\kappa_2 \gamma \mathcal{Y}(t)}{\kappa_1 - \gamma},$$

где $\kappa_i = e^{\epsilon_H \int_0^x n_i dS}$

Таким образом, для потоков падающей и отраженной волны накачки получаем следующие выражения:

$$\mathcal{Y}^+(x, t) = \frac{\kappa_2}{\kappa_1 - \gamma} e^{-\epsilon_H \int_0^x n_1 dS} \gamma \mathcal{Y}(t), \quad (7)$$

$$\mathcal{Y}^-(x, t) = \frac{e^{\epsilon_H \int_0^x n_1 dS}}{\kappa_1 - \gamma} \gamma \mathcal{Y}(t).$$

б) Усиление спонтанного излучения.

Рассмотрим случай отсутствия внешнего импульса, т.е. режим усиления спонтанного излучения. Сигнал на выходе усилителя найдем решая уравнения (3') с граничными условиями (5). Уравнения (3') - неоднородные дифференциальные уравнения первого порядка, их общее решение найдем как сумму общего решения однородного и частного решения неоднородного уравнений. Общее решение (3') есть

$$I^+(x, t) = \mathcal{D}_+ e^{\epsilon \int_0^x n_1 dS} - \frac{q}{2\tau\epsilon},$$

$$I^-(x, t) = \mathcal{D}_- e^{-\epsilon \int_0^x n_1 dS} - \frac{q}{2\tau\epsilon}.$$



Постоянные \mathcal{D}_+ и \mathcal{D}_- определяются граничными условиями (5).

Тогда решение (3') можно записать в виде:

$$I^+(x,t) = \frac{q}{2\tau\epsilon} \left\{ \frac{(1-\eta) e^{\epsilon \int_0^x n_s ds}}{1-\eta \exp(\epsilon N_3 L)} - 1 \right\}, \quad (8)$$

$$I^-(x,t) = \frac{q}{2\tau\epsilon} \left\{ \frac{(1-\eta) \exp(\epsilon N_3 L) e^{-\epsilon \int_0^x n_s ds}}{1-\eta \exp(\epsilon N_3 L)} - 1 \right\},$$

где $N_3 = \frac{1}{L} \int_0^L n_s ds$ — средняя инверсная населенность на единицу длины активной среды.

Определим поле на выходе усилителя соотношением:

$$I_{\text{вых}} = (1-\eta) I^+(L,t).$$

Наблюдаемое излучение из волоконного усилителя будет

$$I_{\text{вых}} = \frac{q(1-\eta)}{2\tau\epsilon} \frac{\exp(\epsilon N_3 L) - 1}{1-\eta \exp(\epsilon N_3 L)}. \quad (9)$$

Введем $K_0 = \exp(\epsilon N_3 L)$ — коэффициент усиления на одном проходе, т.е. коэффициент усиления усилителя бегущей волны. С учетом потерь эта формула примет вид:

$$K_0 = \exp(\epsilon N_3 L - \beta L),$$

а интенсивность суперлюминесценции будет:

$$I_{\text{вых}} = \frac{q(1-\eta)}{2\tau\epsilon} \frac{K_0 - 1}{1 - \eta K_0}. \quad (10)$$



в) Усиление импульсов.

Подадим на вход волоконного усилителя импульс с интенсивностью $I_0(t)$.

Поле на выходе усилителя получаем решая уравнения (3') с граничными условиями (6) в виде

$$I^+(x,t) = \frac{g}{2\tau\beta} \left\{ \frac{(1-\eta)e^{\int_0^x n_3 ds}}{1-\eta \exp(\beta N_3 L)} - 1 \right\} + \frac{(1-\eta)e^{\int_0^x n_3 ds}}{1-\eta^2 \exp(2\beta N_3 L)} I_0(t), \quad (II)$$

$$I^-(x,t) = \frac{g}{2\tau\beta} \left\{ \frac{(1-\eta) \exp(\beta N_3 L) e^{-\int_0^x n_3 ds}}{1-\eta \exp(\beta N_3 L)} - 1 \right\} + \frac{\eta(1-\eta) \exp(2\beta N_3 L) e^{-\int_0^x n_3 ds}}{1-\eta^2 \exp(2\beta N_3 L)} I_0(t).$$

Поле на выходе усилителя есть

$$I_{\text{вых}} = (1-\eta) I^+(L,t), \quad (12)$$

$$I_{\text{вых}}(t) = \frac{g(1-\eta)}{2\tau\beta} \cdot \frac{K_0-1}{1-\eta K_0} + \frac{(1-\eta)^2 K_0}{1-\eta^2 K_0^2} I_0(t).$$

Таким образом, общее поле на выходе усилителя состоит из двух частей:

$$I_A = \frac{g(1-\eta)}{2\tau\beta} \frac{K_0-1}{1-\eta K_0} \quad - \text{ вклад суперфлуоресценции (усиленное спонтанное излучение);}$$



$$\frac{(1-\kappa)^2 K_0}{1-\kappa^2 K_0^2} I_0(t) \quad - \text{усиление входного импульса.}$$

Режим усиления соответствует условию $\kappa^2 K_0^2 < 1$.

В противном случае усилитель самовозбуждается, т.е. превращается в генератор.

г) Кинетика населенностей и усиленного излучения.

Рассмотрим теперь кинетику инверсионной населенности под действием потоков накачки и излучения.

Для четырехуровневой системы кинетика населенностей определяется уравнениями (I).

Расчет приведем для интегральной населенности

$$N_3 = \int_0^L n_3 ds.$$

Проинтегрировав по длине первое уравнение системы (I), получим

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = -\frac{N_3}{\tau} - \epsilon \int_0^L (I^+ + I^-) n_3 ds + \epsilon_H \int_0^L (Y^+ + Y^-) n_3 ds. \quad (13)$$

Это уравнение с учетом (7) и (II) может быть приведено к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_3}{\partial t} = & -\frac{1-q}{\tau} N_3 - \frac{(1-\kappa)(K_0-1)}{1-\kappa K_0} \left\{ \frac{q}{2\tau\epsilon} + I_0(t) \right\} + \\ & + \frac{2\gamma \left[e^{\epsilon_H(N_0-N_3)} - 1 \right]}{e^{\epsilon_H(N_0-N_3)} - \kappa} y(t). \end{aligned} \quad (14)$$



д) Коэффициент усиления

Сравним выходное излучение в усилителях бегущей волны и в регенеративном усилителе.

В усилителе бегущей волны входной импульс проходит активную среду один раз, обратная волна отсутствует. Для такого усилителя $\mathcal{N} = 0$, $I_0(t) \gg \frac{g}{2\tau_6}$.

Тогда

$$I_{\text{вых}}(t) = K_0 I_0(t),$$

где

$$K_0 = \exp(\epsilon N_3 L - \beta \ell) \quad (15)$$

- коэффициент усиления для усилителя бегущей волны.

В этом выражении L - длина активной среды усилителя, ℓ - общая длина усилителя, β - потери на единицу длины, $N_3 = \frac{1}{L} \int_0^L n_3 dS$ - средняя инверсная населенность на единицу длины.

Из (16) видно, что для усиления бегущей волны коэффициент усиления имеет невысокое значение - $K_0 \ll 10$.

При больших энергиях накачки (но ниже порога) возрастание K_0 убывает и выходит на насыщение, а величина K_0 в зависимости от энергии входного сигнала монотонно уменьшается /9/.

Наличие потерь в активной среде приводит к ослаблению излучения. При некотором предельном значении входной энергии индуцированное усиление и затухание компенсирует друг друга и наступает насыщение усиления энергии импульса.

В регенеративном режиме усиления коэффициент отраже-



ния резонатора имеет отличное от нуля значение и входной импульс многократно проходит активную среду, усиливаясь при этом.

Из формулы (12) получаем коэффициент усиления для регенеративного усилителя:

$$G_0 = \frac{I_{\text{вых}}(t)}{I_0(t)}, \quad G = \frac{I_{\text{вых}} - I_{\text{ср}}}{I_0(t)}, \quad (16)$$

$$G = G_0 - \frac{\eta}{2\pi\epsilon I_0(t)} \frac{(1-\eta)(K_0-1)}{1-\eta K_0} = \frac{(1-\eta)^2 K_0}{1-\eta^2 K_0^2}$$

В этой формуле второй член

$$\frac{(1-\eta)^2 K_0}{1-\eta^2 K_0^2},$$

описывающий усиление входного сигнала, совпадает с выражением для коэффициента усиления в регенеративном режиме, полученным в [9] на основе геометрической оптики.

При низких энергиях накачки волокна оба члена имеют одинаковый порядок, а при высоких основной вклад дает усиление сигнала.

Исследуем функцию $G_0(I_0)$ на экстремум. Для этого исследуем знак производной $\frac{dG_0}{dI_0}$.

Дифференцируя (17) по I_0 и учитывая, что

$$\frac{dK_0}{dI_0} = \epsilon K_0 \frac{dN_3}{dI_0},$$

получим

$$\frac{dG_0}{dI_0} = \frac{1-\eta}{1-\eta K_0} \left\{ \epsilon K_0 \frac{dN_3}{dI_0} \left[\frac{(1-\eta)(1+\eta^2 K_0^2)}{(1-\eta^2 K_0^2)(1+\eta K_0)} \right] + \right.$$



$$\left. + \frac{(1-\eta)q}{(1-\eta K_0)2\tau\epsilon I_0} \right\} - \frac{(K_0-1)}{2\tau\epsilon I_0^2} \} \quad (17)$$

К моменту прихода импульса в активной среде накачки уже создана определенная инверсная населенность. Импульс-короткий, так что он не успевает за время своего прохождения существенно изменить инверсную населенность во времени. Согласно проведенным нами экспериментам максимум коэффициента усиления импульса приходится на максимум интенсивности усиленного спонтанного излучения, поэтому можно принять:

$$\frac{dN_3}{dt} = 0.$$

Приравняв к нулю выражение (14) и взяв производную по I_0 , получим:

$$\frac{dN_3}{dI_0} = \frac{\frac{(1-\eta)(K_0-1)}{1-\eta K_0}}{\frac{1-q}{\tau} + \frac{\epsilon K_0 (1-\eta)^2}{(1-\eta K_0)^2} (I_0 + \frac{q}{\tau\epsilon} - Q_0)} \quad (18)$$

где

$$Q_0 = \frac{2 \left[e^{\epsilon_{H_1}(N_0-N_3)} - 1 \right]}{e^{\epsilon_{H_1}(N_0-N_3)} - 1} \cdot \frac{1-\eta K_0}{(1-\eta)(K_0-1)} \varphi \psi(\tau) \quad (21)$$

есть вклад накачки.

Из выражения (18) можно получить, что

$$\frac{dN_3}{dI_0} > 0 \quad \text{при} \quad I_0 < Q_0 - \frac{q}{\epsilon\tau} - \frac{(1-q)(1-\eta K_0)^2}{\epsilon\tau(1-\eta)^2 K_0},$$



$$\frac{dN_3}{dI_0} < 0 \quad \text{при} \quad I_0 > Q_0 - \frac{q}{6\tau} - \frac{(1-q)(1-\kappa K_0)^2}{6\tau(1-\kappa)^2 K_0}$$

Анализ знака $\frac{dG}{dI_0}$ дает, что

$$1) \text{ при } I_0 \rightarrow \infty$$

$$\frac{dG_0}{dI_0} < 0,$$

$$2) \text{ при } I_0 \rightarrow 0$$

$$\frac{dG_0}{dI_0} > 0.$$

При

$$I_0 = I_{0 \text{ мин}} = \frac{1}{1-6K_0} \left\{ \frac{q}{6\tau} - Q_0 + \frac{(1-q)(1-\kappa K_0)^2}{\tau(1-\kappa)^2} \right\} \quad (19)$$

производная $\frac{dG_0}{dI_0}$ меняет знак.

Функция $G(I_0)$ имеет экстремум в некоторой точке I_0 экстр.

Значение I_0 экстр. найдем из условия

$$\frac{dG_0}{dI_0} = 0.$$

При $I_0 = I_0$ экстр. коэффициент усиления имеет максимальное значение, усиление сигнала намного превышает усиление спонтанных шумов. Пренебрегая спонтанным шумом, т.е. взяв $q \rightarrow 0$, приравняем к нулю (18) и используем (19). Получим следующее выражение для I_0 экстр.:

$$I_0 \text{ экстр.} = -A + \sqrt{A^2 + 2AQ_0}, \quad (20)$$

где Q_0 - величина, пропорциональная накачке. Здесь введено обозначение

$$A = \frac{(1 + \chi k_0)^2}{4\pi\epsilon (1 + \chi^2 k_0^2)}$$

Из (20) видно, что зависимость I_0 экстр. от накачки слабая, и с ростом накачки увеличения I_0 экстр. незначительны.

Проведенный анализ показывает, что усиление имеет максимум при некотором значении интенсивности I_0 экстр. С дальнейшим ростом интенсивности входного сигнала коэффициент усиления убывает. При $I_0 < I_0$ экстр. коэффициент усиления убывает и при некотором значении интенсивности входного сигнала I_{0min} усиления практически равно нулю. Такое поведение коэффициента усиления при $I_0 < I_0$ экстр. может быть объяснено конкуренцией усиления спонтанного излучения и усиления слабых сигналов. Как было отмечено выше, максимум коэффициента усиления приходится на максимум спонтанного излучения, так что к моменту начала усиления некоторая доля запасенной энергии уже забирается начавшейся суперлюминесценцией, что и определяет порог для возможного усиления входного сигнала.

Из формулы (20) видно, что с ростом накачки I_{0min} уменьшается.

Из уравнения (14) коэффициент усиления для усилителя бегущей волны в зависимости от накачки имеет вид:

$$K_0(t) = \frac{1 + \alpha + \beta \gamma(t)}{1 + \chi\alpha + \chi\beta\gamma(t)} \quad (21)$$

При больших накачках в коэффициент усиления основной вклад вносит усиление сигнала, поэтому в этих условиях



$$G(t) = \frac{(1-\kappa)^2 \kappa_0(t)}{1-\kappa^2 \kappa_0^2(t)}$$

Подставим сюда $\kappa_0(t)$ из (21), получим

$$G(t) = C + B\psi(t), \quad (22)$$

где

$$C = \frac{(1-\kappa)q - (1-q)\epsilon}{2}, \quad B = \frac{\epsilon^2}{2q}$$

Из (21) и (22) видно, что 1) коэффициент усиления во времени повторяет форму накачки; 2) при больших накачках коэффициент усиления линейно растет с ростом накачки; 3) коэффициент усиления для усилителя бегущей волны выходит на насыщение с ростом накачки.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Основные параметры, характеризующие коэффициент усиления κ (коэффициент отражения заринал) и β (коэффициент потерь), являются характеристиками волокна, его геометрии и т.д. и меняются от волокна к волокну, поэтому они могут быть определены только экспериментальным путем.

Коэффициент потерь β определялся в специальном эксперименте по пропусканию одного и того же импульса по двум ненакаченным волокнам разной длины ℓ_1 и ℓ_2 .

Измерялись выходные интенсивности при заданном входном сигнале. Тогда коэффициент потерь β может быть рассчитан по формуле

$$\beta = -\frac{1}{\ell_1 - \ell_2} \ell_1 \frac{I_1}{I_2}$$



Для исследованного волокна этот эксперимент дал

$$\beta = 0,03 \text{ см}^{-1}.$$

Измерения μ , K_0 , а также других параметров ($\frac{\rho}{2T\delta}$ и т.д.) проводились на основе исследованных на эксперименте зависимостей коэффициента усиления G для входных сигналов, поступающих в усилитель в разные моменты времени и при разных энергиях накачки, а также по усиленному спонтанному излучению.

Основные результаты эксперимента представлены на рис. 4-6.

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента усиления от энергии накачки, виден линейный рост G с ростом накачки.

На рис. 5 - зависимость коэффициента усиления первого пика задающего генератора от интервала времени между началом накачки и входом сигнала в усилитель. Кривые 1, 2, 3 соответствуют различным значениям мощности накачки усилителя.

На рис. 6 приведена зависимость коэффициента усиления от интенсивности входного сигнала. На этом рисунке обращает на себя внимание резкое падение коэффициента усиления при очень слабых сигналах и его практическое обращение в нуль для $I_0 < I_{0min}$, где I_{0min} - минимальное для данной энергии накачки значение входного сигнала, допускающее заметное усиление. Видно, что порог I_{0min} снижается с ростом накачки.

Из рис. 6 видно наличие максимума усиления для неко-



торого значения входного сигнала I_0 экстр., с последующим медленным убыванием коэффициента усиления с ростом величины входного сигнала. Причем с ростом накачки I_0 экстр. увеличивается и кривая сдвигается вправо, правда, незначительно, т.к. зависимость I_0 экстр. от накачки слабая.

Как было показано ранее, такое поведение коэффициента усиления вытекает из проведенного анализа кинетических уравнений и связано с конкуренцией усиления спонтанного шума и усиления очень слабых сигналов.

Для определения эффективного коэффициента отражения \mathcal{K} , позволяющего сопоставить стекловолокну с распределенной обратной связью некоторый резонатор, был частично использован результат измерения коэффициента усиления в активном стержне, в котором условия усиления приближались к режиму бегущей волны. С учетом соотношения размеров активных участков обеих сред, их порогов накачек и потерь был оценен коэффициент усиления для некоторого характерного набора внешних параметров. С учетом результатов, представленных на рис. 4, была получена оценка

$$\mathcal{K} \approx 0,25,$$

а также построена соответствующая зависимость K_0 от энергии накачки E (рис. 7).

Как видно из рис. 7, $K_0(E)$ быстро выходит на насыщение, что характерно для усилителя бегущей волны, и $K_0 = 4$ для данного волокна.

В то же время коэффициент усиления, представленный на рис. 4, достигает порядка 10^5 и хорошо описывается

формулой

$$G = \frac{(1-\eta)^2 K_0}{1-\eta^2 K_0^2},$$

что соответствует режиму регенеративного усиления.

ВЫВОДЫ

Теоретический анализ и экспериментальное исследование волоконного усилителя показали, что наличие распределенной обратной связи в активной среде волоконного усилителя действительно приводит к реализации в ней регенеративного режима усиления.

Одной из основных характеристик почти всех типов лазеров является добротность резонатора, определяющая их пороговые и кинетические характеристики. Так как волоконные лазеры принадлежат к типу систем с распределенной обратной связью, они не нуждаются в использовании каких-либо специальных резонаторов. Тем не менее, для анализа их работы и сопоставления их выходных характеристик с другими типами лазеров понятие "добротности резонатора" оказывается весьма полезным, хотя оно, по-видимому, не имеет четкого определения.

Наличие распределенной обратной связи в активной среде волоконного усилителя позволяет сопоставить волокну некоторый модельный резонатор и ввести его эффективные характеристики -- эффективный коэффициент отражения η , зависящий от коэффициента усиления, и коэффициент пассивных потерь β , в том смысле, что они определяют кинетику



люминесценции и генерации волокна. Особенности конструкции и генерации волоконных лазеров не позволяют ввести эти характеристики чисто теоретически. Эффективный коэффициент отражения \mathcal{K} и коэффициент пассивных потерь β зависят от конструкции усилителя, от типа используемых волокон, их состава, геометрии. Для использованных волокон получены оценки $\mathcal{K} \approx 0,25$, $\beta = 0,03 \text{ см}^{-1}$

Особый интерес представляет зависимость коэффициента усиления от величины входного сигнала в области слабых сигналов. С уменьшением интенсивности входного сигнала коэффициент усиления резко уменьшается практически до нуля для $I_0 = I_{0, \text{min}} > 0$. Конкуренция усиления спонтанных шумов и усиления слабого сигнала приводит к существованию нижней границы интенсивности входных сигналов $I_{0, \text{min}}$, допускающих усиление. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что порог $I_{0, \text{min}}$ можно снизить увеличением накачки, что дает возможность использовать регенеративный волоконный усилитель для усиления слабых сигналов.

Поступила 2.XI.1981

Кафедра радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Снитцер. В сб. "Лазеры", "ИЛ", М., 1963, с.165-169.
2. Р.С.Шевелевич, В.Н.Мицай. В сб. "Материалы I Всесоюзного симпозиума по стеклянному волокну", ч.1, М., 1968,



а.77.

3. Р.С.Шевелевич, В.П.Конарев, В.Н.Габриг, И.Н.Матвеев, Ю.А.Ключков. В сб. "Тезисы докладов XIII Всесоюзного съезда по спектроскопии. Лазерная спектроскопия и спектроскопия твердого тела". Минск, 1971, с.50.
4. М.И.Джибладзе, Э.Г.Эсиашвили, Б.С.Лежава, Э.Ш.Теплицкий, Г.Г.Мшвелидзе. Известия АН СССР, сер. физическая, 1981, т.45, № 8, стр. 1435-1442.
5. И.Ю.Балашов, В.Г.Бондаренко, Б.А.Ермаков, В.Н.Попов. Оптикоμηаническая промышленность, 1973, № 4, с.20-21.
6. С.Ј.Koester, E.Snitzer. Appl. Optics, 1964, 3, 1182-1186.
7. Б.С.Горова, Э.Л.Демская, А.Н.Изотов, В.П.Конарев, Ю.Н.Кондратьев, И.Н.Матвеев, Т.И.Прохорова, В.Н.Габриг, Р.С.Шевелевич, Квантовая электроника, 1977, 4, № 4, с.922-923.
8. Х.И.Гаприндашвили, Ш.Ш.Гватуа, В.В.Мумладзе, Г.Г.Мшвелидзе, В.А.Ханевичев. Ж.прикл. спектроскопии, 1972, 17, № 4, с. 715-718.
9. А.Л.Микаелян, М.Л.Тер-Микаелян, Ю.Г.Турков. Оптические генераторы на твердом теле. "Сов.Радио", М., 1967, с.349-355.
10. А.А.Маковецкий. Квантовая электроника, 1980, 7, № 5, с. 1006-1012.
11. М.И.Джибладзе, Б.С.Лежава, Г.В.Хабурзания. Сообщения АН СССР, 1979, 94, № 2, с 325-328.



მ. ჯიბლაძე, ე. თეპლიტსკი, ნ. ჩიანურაშვილი, რ. ერიკაშვილი

რეგენერატიული ბრჭკვისანი მასობრივი აბრეშობი

ბალტიკური

რეზიუმე

ნაშრომში ნაჩვენებია, რომ ნეოდიმიის აქტივირებული ბინის ბრჭკვისანი მასობრივი აბრეშობი რეგენერატიული რეჟიმის გადინების რეგენერატიული რეჟიმში,

მიღებულია, რომ ბინის ბრჭკვისანი მასობრივი აბრეშობი რეგენერატიული რეჟიმის აქტივირების უზრუნველყოფის ინტენსივობის მიხედვით იმპულსის გამაძლიერებლის აგებულების უნიკალის ბრძანებანი ურთავ, რაც შეესაბამება რეგენერატიული გამაძლიერებლის. უზრუნველყოფის ინტენსივობა, რომელიც შეიცავს ეფექტურად გამაძლიერების რეგენერატიული მასობრივი აბრეშობი გამაძლიერებლის ნეოდიმიის აქტივირებული ბინის ბრჭკვი აჩვენებს $\leq 10^{-2}$ ვტ.

$\ell = 40$ სმ აქტიური სიგრძის ბრჭკვისანი ბინის მიღებული იქნა ბალტიკური რეგენერატიული რეჟიმის აქტივირების 10^5 .

M. Jibladze, E. Teplitski, N. Chianurashvili, R. Erikashvili.

A REGENERATIVE FIBRE OPTICAL QUANTUM AMPLIFIER

Summary

A fibre quantum amplifier, activated by neodymium, has been found to operate in a regenerative regime. The minimum intensity that can be effectively amplified by such an active fibre is 10^{-2} watt. The gain of 10^5 has been obtained for an active length fibre of 40 cm.

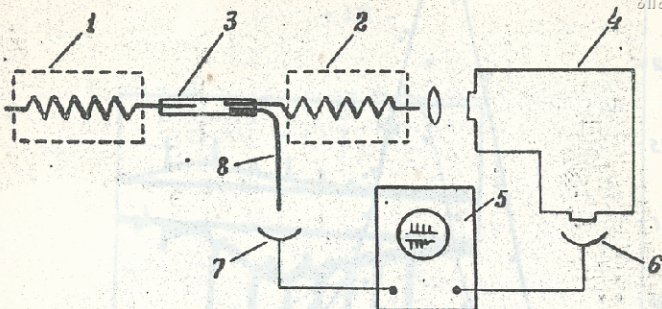


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

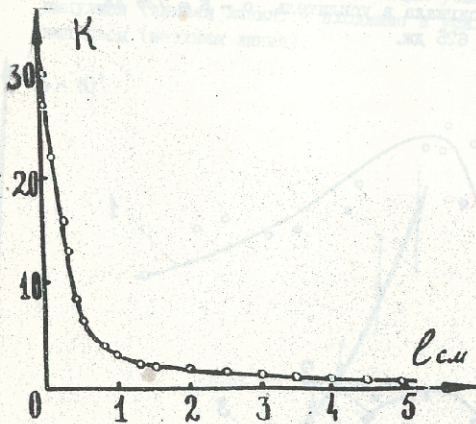


Рис.2. Зависимость коэффициента ввода излучения из генератора в усилитель от расстояния между жгутами волокон.

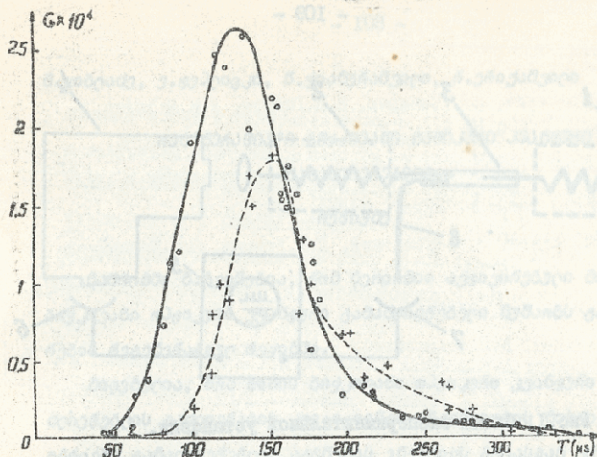


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления от интервала времени между началом накачки усилителя и входом сигнала в усилитель. о - $E = 729$ Дж, + - $E = 625$ Дж.

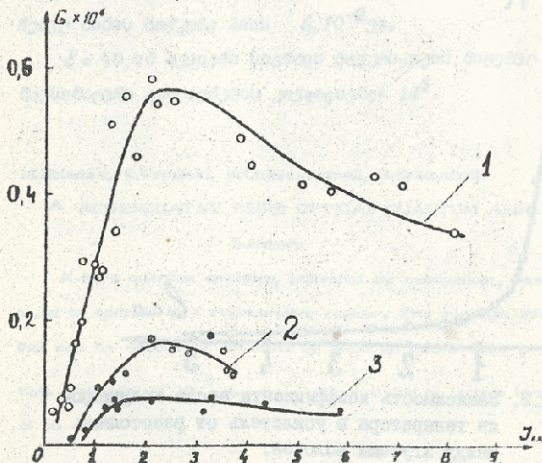


Рис. 6. Зависимость коэффициента усиления от интенсивности входного сигнала. 1 - $E = 729$ Дж, 2 - $E = 625$ Дж, 3 - $E = 400$ Дж.

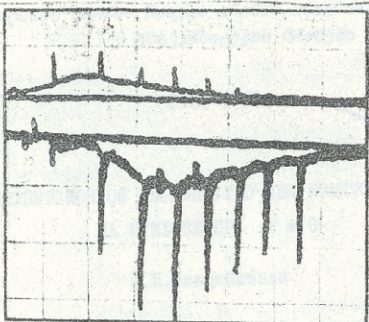


Рис. 3. Типичная осциллограмма, показывающая усиленные импульсы (нижняя линия) и входящие в усилитель импульсы (верхняя линия).

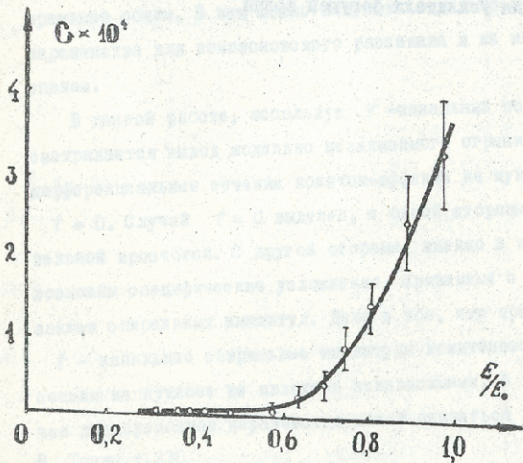


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления от энергии искры.

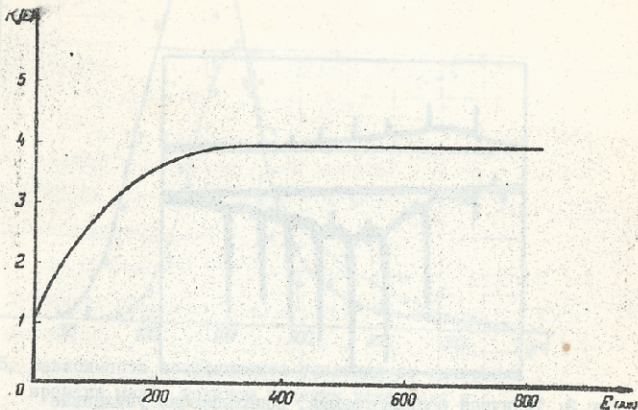


Рис. 7. Зависимость коэффициента усиления от накачки для усилителя бегущей волны.

230, 1982

ДИСПЕРСИОННОЕ НЕРАВЕНСТВО ДЛЯ КОМПТОН-ЭФФЕКТА
НА НУКЛОНЕ ПРИ $t = 0$

М.П. Чавлейшвили

В работе /1/ дисперсионное неравенство для комптон-эффекта на пионе было получено в формализме t -канальных спиральных амплитуд. Такой подход является простым и одновременно общим. В нем можно получить модельно независимые неравенства для комптоновского рассеяния и на мишенях со спином.

В данной работе, используя t -канальный подход, рассматривается вывод модельно независимого ограничения на дифференциальные сечения комптон-эффекта на нуклоне при $t = 0$. Случай $t = 0$ выделен, с одной стороны, относительной простотой. С другой стороны, именно в этой точке возможны специфические уложивания, связанные с использованием спиральных амплитуд. Дело в том, что при $t = 0$

t -канальные спиральные амплитуды комптоновского рассеяния на нуклоне не являются независимыми. В таком случае дисперсионное неравенство может оказаться неоптималь-
8. Труды, т. 230



ным. Под оптимальностью, следуя работе /2/, здесь понимается максимально ограничительное неравенство.

Полученное в данной работе неравенство оптимально и совпадает с результатом работ /2,3/, где используется более сложный формализм.

I. Дифференциальное сечение

Спиральные амплитуды $f_{\lambda_3, \lambda_4; \lambda_1, \lambda_2}^s(\nu, t)$ описывают реакцию

$$\gamma(P_1, \lambda_1) + N(P_2, \lambda_2) \rightarrow \gamma(P_3, \lambda_3) + N(P_4, \lambda_4) \quad (1)$$

в системе центра масс S -канала. В окобках указаны импульсы и спиральности соответствующих частиц.

$$\nu = \frac{1}{4}(P_1 + P_3)(P_2 + P_4) = \frac{s-u}{4}, \quad t = (P_1 - P_3)^2, \\ s = (P_1 + P_2)^2, \quad u = (P_1 - P_4)^2. \quad (2)$$

Дифференциальное сечение комптон-эффекта на нуклоне имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{128\pi^2 s} \frac{1}{2} \sum \left| f_{\lambda_3, \lambda_4; \lambda_1, \lambda_2}^s(\nu, t) \right|^2, \quad (3)$$

сумма берется по всем значениям спиральностей.

Воспользовавшись ортогональностью кроссикр соотношений

$$\sum \left| f_{\lambda_3, \lambda_4; \lambda_1, \lambda_2}^s(\nu, t) \right|^2 = \sum \left| f_{\lambda_3, \lambda_4; \lambda_1, \lambda_2}^t(\nu, t) \right|^2, \quad (4)$$

(здесь λ_i - спиральности соответствующих частиц в системе центра масс t -канала $\gamma\gamma \rightarrow \bar{N}N$) и учитывая требования P и C инвариантности (которые уменьшают число амплитуд от 16 до 6 независимых), дифференциальное сечение



можно записать в виде

$$\frac{d\delta}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2(2m^2+4\nu-t)} \sum_{i=1}^6 |f_i^t(\nu, t)|^2 \quad (5)$$

где введены следующие обозначения для независимых t -каналов спиральных амплитуд:

$$\begin{aligned} f_1^t &= \sqrt{2} f_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}; t-1}^t, & f_2^t &= f_{\frac{1}{2} -\frac{1}{2}; t-1}^t, \\ f_3^t &= f_{-\frac{1}{2} \frac{1}{2}; t-1}^t, & f_4^t &= \sqrt{2} f_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}; t+1}^t, \\ f_5^t &= f_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}; t+1}^t, & f_6^t &= f_{-\frac{1}{2} -\frac{1}{2}; t+1}^t \end{aligned} \quad (6)$$

(для краткости опущены аргументы ν, t)

Три последние амплитуды при $t = 0$ (эта точка соответствует рассеянию вперед в S -канале) обращаются в ноль, поэтому далее будем рассматривать только амплитуды с индексами $i = 1, 2, 3$.

2. Кинематические особенности.

Амплитуды f_i^t имеют как динамические, так и кинематические особенности [4, 5]. В спиральном формализме [6] кинематические особенности по одной переменной (по переменной ν для t -каналов амплитуд) просто выделяются в явном виде для любых бинарных реакций. При этом связь между амплитудами f_i^t , модули которых входят в выражение для дифференциального сечения, и приведенными спиральными амплитудами t -канала \hat{f}_i^t , имеющими только динамические особенности по переменной ν , можно пред-



оставить в виде

$$f^t = R \hat{f}^t, \quad (7)$$

где R матрица является диагональной, и ее метричные элементы известны для любых бинарных реакций

$$R = \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{|\lambda-\mu|} \left(\cos \frac{\theta}{2} \right)^{|\lambda+\mu|}, \quad (8)$$

здесь $\lambda = j_1 - j_2$, $\mu = j_3 - j_4$, θ - угол рассеяния в аннигиляционном канале.

$$\cos \theta = \frac{4v}{\sqrt{t(t-4m^2)}}. \quad (9)$$

Выделив борновский числитель $v^2 - v_B^2$, можем написать:

$$f_1^t(v, t) = \sqrt{2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \hat{f}_1^t(v, t) = \frac{\ell_1(v, t)}{\ell(v, t)} \tilde{f}_1^t(v, t),$$

$$f_2^t(v, t) = \sin \frac{\theta}{2} \cos^3 \frac{\theta}{2} \hat{f}_2^t(v, t) = \frac{\ell_2(v, t)}{\ell(v, t)} \tilde{f}_2^t(v, t), \quad (10)$$

$$f_3^t(v, t) = \sin^3 \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \hat{f}_3^t(v, t) = \frac{\ell_3(v, t)}{\ell(v, t)} \tilde{f}_3^t(v, t),$$

где $v_B^2 = \frac{t^2}{16}$, m - масса нуклона,

$$\ell_1(v, t) = \sqrt{2} [t(t-4m^2) - 16v^2],$$

$$\rho_2(\nu, t) = \sqrt{t(t-4m^2)-16\nu^2} \left(\sqrt{t(t-4m^2)-4\nu} \right),$$

$$\rho_3(\nu, t) = \sqrt{t(t-4m^2)-16\nu^2} \left(\sqrt{t(t-4m^2)+4\nu} \right),$$

$$\rho(\nu, t) = t^2 - 16\nu^2,$$

$$\tilde{f}_i(\nu, t) = \frac{t^2 - 16\nu^2}{4t(t-4m^2)} \hat{f}_i(\nu, t).$$

3. S- μ симметрия.

Спиральные амплитуды t - канала разлагаются по парциальным следующим образом:

$$f_{J_3 J_4; J_1 J_2}^t(\nu, t) = \sum_J (2J+1) f^J(t) d_{J, J}^J(\cos \theta_t). \quad (\text{II})$$

Зависимость амплитуды от переменной ν содержится только в аргументе функций вращения $d_{J, J}^J$. Проанализировав ряд (II), воспользовавшись свойствами d -функций при замене $\nu \rightarrow -\nu$ ($S \leftrightarrow \mu$) и учитывая разрешенные значения J /7/, получаем, что при замене $S \leftrightarrow \mu$ четными являются функции

$$\tilde{f}_1(\nu, t) = \tilde{f}_1(\nu^2, t), \quad (\text{I2})$$

$$\tilde{f}_2(\nu, t) + \tilde{f}_3(\nu, t) = \tilde{f}_2(\nu^2, t), \quad (\text{I3})$$

а нечетной - комбинация

$$\tilde{f}_2(\nu, t) - \tilde{f}_3(\nu, t) = \nu \tilde{f}_3(\nu^2, t). \quad (\text{I4})$$

Функции \tilde{f}_i зависят от ν^2 и не содержат кинематических особенностей.



4. Борновские вычеты.

Спиральные амплитуды имеют динамический полюс в точке $v^2 = v_B^2$. Значения функции $\bar{f}_i(v^2, t)$ в этой точке имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \bar{f}_1(v^2 = v_B^2, t) &= \frac{4m}{\sqrt{t-4m^2}} \left[e^{2t} + \frac{\mu t}{4m^2} \left(e + \frac{\mu}{2} \right) \right], \\ \bar{f}_2(v^2 = v_B^2, t) &= -\frac{4\sqrt{t}}{\sqrt{t-4m^2}} \left(e^{2t} + e\mu t + \frac{\mu^2 t}{8m^2} \right), \\ \bar{f}_3(v^2 = v_B^2, t) &= \frac{2\mu^2}{m^2}; \end{aligned} \tag{15}$$

здесь e - заряд, μ - магнитный момент нуклона.

При $t = 0$ получаем

$$\bar{f}_1(v_B^2, 0) = -2ie^2,$$

$$\bar{f}_2(v_B^2, 0) = 0.$$

5. Дисперсионное неравенство

При получении модельного независимого дисперсионного неравенства на последнем этапе амплитуды берутся в точке $v^2 = v_B^2$. Так как в этой точке функция $\bar{f}_2(v_B^2, t=0)$ равна нулю, можно упростить задачу, положив

$$\bar{f}_2(v^2, t=0) = 0.$$

Анализ показал, что окончательный результат при этом не меняется. Тогда в дифференциальное сечение \bar{f}_2 не будет давать вклад. Учитывая формулы (5), (10) и (12-14), получаем



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2(2m^2+4\nu-t)} \left\{ \left| \frac{\ell_1(\nu, t)}{\ell(\nu, t)} \bar{f}_1(\nu^2, t) \right|^2 + \right. \\ \left. + \left| \frac{\ell_2(\nu, t)}{\ell(\nu, t)} \frac{\nu}{2} \bar{f}_3(\nu^2, t) \right|^2 + \left| \frac{\ell_3(\nu, t)}{\ell(\nu, t)} \frac{\nu}{2} \bar{f}_3(\nu^2, t) \right|^2 \right\}. \quad (17)$$

При $t = 0$ имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{128\pi^2(m^2+2\nu)} \left\{ \left| \sqrt{2} \bar{f}_1(\nu^2, 0) \right|^2 + \frac{1}{2} \left| \nu \bar{f}_3(\nu^2, 0) \right|^2 \right\} \quad (18)$$

Получили выражение для дифференциального сечения в виде квадратичной формы, где амплитуды, зависящие от ν^2 , содержат только особенности, определяемые динамикой. Кинематический множитель ν заменяется с помощью формулы, предложенной Окубо [8], функцией, которая на разрезе $\nu^2 \geq \nu_0^2$ не отличается по модулю от ν .

$$|\nu| = \left| \nu_0^2 + \sqrt{\nu_0^2 - \nu^2} \right| \quad \text{при} \quad \nu^2 \geq \nu_0^2 = \frac{m_\pi^2}{2} (2m + m_\pi), \quad (19)$$

(здесь m_π — масса π -мезона). После такой замены получаем функцию, голоморфную в ν^2 плоскости с разрезом от ν_0^2 и не имеющую нулей внутри области голоморфности.

Преобразовав ν^2 плоскость в Z плоскость с помощью конформного преобразования, переводящего разрез в ν^2 плоскости в единичную окружность (при этом борновская точка $\nu^2 = \nu_0^2$ переходит в точку внутри окружности), согласно принципа максимума для субгармонической функции [9] получим искомое неравенство.

Всю эту процедуру для полного случая можно свести к заменам в формуле (18) по рецепту

$$\bar{f}_i(\nu^2, 0) \Rightarrow \bar{f}_i(\nu_B^2, 0), \quad (20)$$

$$v \Rightarrow 2v_0$$

(21)

$$(m^2 + 2v) \frac{d\delta}{d\Omega} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \exp \left\{ \frac{v_0}{\pi} \int_{v_0^2}^{\infty} \frac{\ln \left[(m^2 + 2v') \frac{d\delta}{d\Omega}(v', t=0) \right]^{1/2}}{v'^2 (v'^2 - v_0^2)^{1/2}} dv'^2 \right\} \quad (22)$$

"равенство" \Rightarrow "неравенство".

Окончательно получаем неравенство дисперсионного типа

$$1 + \frac{v_0^2 \mu^4}{m^4 e^4} \leq \exp \left\{ \frac{v_0}{\pi} \int_{v_0^2}^{\infty} \frac{\ln \left[(m^2 + 2v') \frac{d\delta}{d\Omega}(v', t=0) \right]^{1/2}}{v'^2 (v'^2 - v_0^2)^{1/2}} dv'^2 \right\}. \quad (22)$$

Эта формула является модельно независимой, т.к. основывается на общих свойствах амплитуды рассеяния.

Поступила 15.X.1981

Кафедра
 ядерной физики высоких
 энергий

ЛИТЕРАТУРА

1. М.П.Чавлейшвили, Труды Тбилисского университета, 1980, т.213, с.51.
2. J.Guiasu, E.Radescu, J.Razillier, Ann. Phys., 1980, v. 127, p. 436.
3. E.E.Radescu, Phys. Rev., 1973, v. D8, p. 513.
4. G.Cohen-Tannoudji, A.Merol, H.Havalel, Ann. Phys., 1968 v. 46, p. 239.



5. Ader, Capdeville, Navalet, Nuovo Cim., 1968, v. 56A, p. 315.
6. M.Jacob, G.Wick, Ann. Phys., 1959, v. 7, p. 404.
7. H.D.Aberbanel, M.L.Goldberger, Phys.Rev., 1968, v. 165, p. 1594.
8. S.Okubo. In: "Fundamental Interactions in Physics and Astrophysics", p. 206, New York, Plenum Press, 1972.
9. S.Okubo. Nuovo Cimento, 1973, v. A16, p. 241.

მ. ჩავეიშვილი

რისკარსიანი უტორობა არამზონ-ეფექტისათვის

საბრუნო $t=0$ ზედაპირზე

რეზიუმე

ბრუნულია ე.წ. არამზონ-ეფექტის რისკარსიანი უტორობა ჯამის მდონის დონისა და სონიე არამზონ-ეფექტის რიფრეფინციური კონსონის $t=0$ მდონიეეეეეე.

M. Chavleishvili

**DISPERSION INEQUALITY FOR THE NUCLEON
COMPTON EFFECT AT $t=0$**

Summary

An optimal dispersion inequality of the sum rule type has been derived for a Compton scattering differential cross section at $t=0$.



| | |
|---|-----|
| Н.С.Васильева-Вашакмадзе. О динамике механохимических систем живых организмов..... | 5 |
| Ф.Г.Борданов. Дифракция волны H_{10} на диэлектрическом стержне конечной длины..... | 16 |
| Т.Р.Джалагания, Н.К.Куциди, Ю.В.Тевзадзе, М.В.Топуридзе. Энергетическая зависимость средней множественности во взаимодействиях релятивистских ядер..... | 31 |
| Т.Р.Джалагания, М.А.Дасаева, Н.К.Куциди, Ю.В.Тевзадзе. Зависимость множественности вторичных частиц от атомных весов взаимодействующих ядер..... | 48 |
| И.В. Кварцхава, Ю.С.Гваладзе, Н.Я.Бутов. Влияние металлических диафрагм на развитие разряда в зет-пинче..... | 68 |
| М.И.Джибладзе, Э.Ш.Теплицкий, Р.Н.Чианурашвили, Р.Р.Эрикашвили. Усилительные свойства активированного оптического волокна..... | 84 |
| М.П.Чавлейшвили. Дисперсионное неравенство для Комптона-эффекта на нуклоне при $t=0$ | 113 |

ნ. ვასილიძე - ვაშაგვიძე. ბიუტოქიმიური სისხვამთა დინამიკის
 შესახებ 13

ჟ. მორგანიანი. ჭაღრიის დიფერენციალური სივრცის დიფერენციალური
 კურსი 23

თ. ჯალაღანიანი, ნ. კუციანი, ნ. ლევიანი, მ. მთავრიანი. რელიგიური სფერო
 ბიბლიკის ურთიერთობის შესახებ დამატებითი ნაწილაკ-
 ბის საბუნებისმეტყველებლის დამატებითი ურთიერთობის
 გან 44

თ. ჯალაღანიანი, მ. დასაგვიანი, ნ. კუციანი, ნ. ლევიანი. ბიოლოგიური ნაწი-
 ლის ბიბლიკის დამატებითი ურთიერთობის
 დიფერენციალური სივრცის გან 63

ნ. ქვარცხავა, ნ. ლევიანი, ნ. მთავრიანი. ბიოლოგიური დამატებითი
 გან 79

მ. ჯალაღანიანი, ე. ლევიანი, ნ. მთავრიანი, რ. მთავრიანი. რელიგიური
 დამატებითი სფერო 108

მ. ჯალაღანიანი, დიფერენციალური სივრცის დამატებითი ურთიერთობის
 დამატებითი 121



C O N T E N T S

N. Vasilieva-Vashaknadze. On the dynamics of mechano-chemical systems. 14

F. Bogdanov. Diffraction of H_{10} wave at a dielectric bar of finite length 23

T. Jalagania, N. Kutsidi, Yu. Tevzadze, M. Topuridze. Energy dependence of the average multiplicity in nucleus-nucleus collisions . . 44

T. Jalagania, M. Dasava, N. Kutsidi, Yu. Tevzadze. The dependence of secondary particles multiplicity on the atomic numbers of the interacting nuclei 64

I. Kvaratskhava, Yu. Gvaladze, I. Butov. The effect of metal limiters on the development of z-pinch discharges 80

M. Jubladze, E. Teplitski, N. Chianurashvili, R. Erikashvili. A regenerative fibre optical quantum amplifier 108

M. Chavleishvili. Dispersion inequality for the nucleon Compton effect at $t=0$ 121

Редактор издательства Л. Абушвили

Подписано в печать 11. 8. 1982. УЭ 04594. Бумага 60x84. Усл. печ.

Уч.-изд. л. 5,15.

Тираж 300.

Заказ

Цена 50 коп.

აბილიის უნივერსიტეტის გამომცემლობა,
აბილი, 380028, ი. ჭავჭავაძის ძროსბუკტი, 14.

Издательство Тбилисского университета,
Тбилиси, 380028, пр. И. Чавчавадзе, 14.

აბილიის უნივერსიტეტის სტამბა,
აბილი, 380028, ი. ჭავჭავაძის ძროსბუკტი, 1.

Типография Тбилисского университета,

Тбилиси, 380028, пр. И. Чавчавадзе, 1.