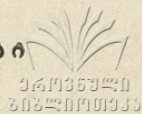


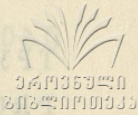
თბილისის უნივერსიტეტის შრომები
ტ. 203



ISSN 0376-2637

ფიზიკა

თბილისი 1979



თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
TBILISI UNIVERSITY PRESS



ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY



Т. 203 V.

Ф И З И К А
P H Y S I C S

ТБИЛИСИ 1978 TBILISI

ფიზიკა

სარედაქციო კოლეგია

ნ. ამაგლობელი, ბ. ბერულავა (მდივანი), ი. ვაშაკიძე,
ზ. კაჩლიშვილი (რედაქტორი), ნ. პოლიევქოვ-ნიკოლადე,
თ. სანადე, ტ. ვაჩიშვილი

Редакционная коллегия

ნ. ს. ამაგლობელი, ბ. გ. ბერულავა /სეკრეტარი/, ი. შ. ვაშაკიძე,
ზ. ს. კაჩლიშვილი, თ. ი. კოპაღეიშვილი /რედაქტორი/, ნ. მ. პოღეივკ-
თოვ-ნიკოღადე, თ. ი. სანადე

EDITORIAL BOARD

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

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

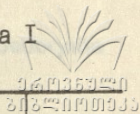
203, 1978

ИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ
СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В π^-n - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ
40 ГэВ/с

Л.Н.Абесалашвили, Ю.В.Тевзадзе, М.С.Чаргейшвили

Введение

В настоящей работе представлены некоторые экспериментальные результаты по инклюзивным процессам в π^-p - и π^-n -взаимодействиях нейтральных странных частиц Λ^0 -гиперонов и K^0 -мезонов при импульсе 40 ГэВ/с. В работе использовался материал, полученный при облучении двухметровой пропановой пузырьковой камеры в пучке π^- -мезонов с импульсом $(40,00 \pm 0,24)$ ГэВ/с Серпуховского ускорителя. Вопросы, связанные с обработкой V^0 -событий (идентификация, отбор π^-p -, π^-n - и π^-c -событий, обмер, учет разного рода потерь) и определением сечений их образования, рассмотрены в работах [1] и [2]. Количество использованных в работе π^-p - и π^-n -событий и связанных с ними V^0 -частиц с поправкой на неизмеримые события приведено в таблице I, где $N_{\Lambda \sim K^0}$ - число неразделенных V^0 -событий.



Тип события	Число неупругих событий	N_{K^0}	N_{Λ^0}	N_{Λ^0, K^0}	N_V^0
Гр	4822	240,9	93,7	67,6	402,2
Гп	2819	120,7	44,4	34,8	199,9

С целью проверки следствий гипотезы масштабной инвариантности в сильных взаимодействиях были построены структурные функции для Λ^0 - и K^0 - частиц, образованных в инклюзивных Πp - и Πn - столкновениях.

В работе анализируются следующие инклюзивные распределения Λ^0 - и K^0 - частиц, образованных в Πp - и Πn - взаимодействиях:

1) нормированные распределения по полному импульсу в с.ц.м. Λ^0 - гиперонов и K^0 - мезонов $\frac{1}{\tilde{\sigma}_{in}} \frac{d\tilde{\sigma}}{dP^*}$. Здесь $\tilde{\sigma}_{in} = \tilde{\sigma}_{tot} - \tilde{\sigma}_{el}$;

2) нормированные распределения по поперечному импульсу $\frac{1}{\tilde{\sigma}_{in}} \frac{d\tilde{\sigma}}{dP_{\perp}}$;

3) нормированное угловое распределение $\frac{1}{\tilde{\sigma}_{in}} \frac{d\tilde{\sigma}}{d \cos \theta^*}$. θ^* - угол вылета в системе ц.м.;

4) распределение по продольной скорости в системе центра масс $\frac{1}{\tilde{\sigma}_{in}} \frac{d\tilde{\sigma}}{dy^*}$, где $y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E^* + P_{||}^*}{E^* - P_{||}^*}$ (E^* и $P_{||}^*$ - энергия и продольный импульс исследуемой частицы в системе ц.м. соответственно);

5) распределение по фейнмановской переменной $\frac{E^*}{\tilde{\sigma}_{in}} \frac{2}{\sqrt{s}} \frac{d\tilde{\sigma}}{dx}$, где $x = \frac{2P_{||}^*}{\sqrt{s}}$.

Некоторые данные об инклюзивных распределениях для Λ^0 - и K^0 -частиц в $\bar{P}P$ - и $\bar{P}C^m$ - взаимодействиях были опубликованы ранее в работах [1,3].

§ 1. Импульсные и угловые характеристики Λ^0 -гиперонов и K^0 -мезонов

На рис. 1 и 2 приведены нормированные импульсные распределения $\frac{1}{\delta_{in}} \frac{d\delta}{dP^*}$ Λ^0 - и K^0 -частиц в $\bar{P}P$ - и $\bar{P}n$ - взаимодействиях. Сравнение распределений для $\bar{P}P$ - и $\bar{P}n$ -соударений показывает, что распределения для Λ^0 -гиперонов при $P^* < 1$ ГэВ/с в пределах статистических ошибок совпадают, различие наблюдается после $P^* > 1$ ГэВ/с. Сравнение соответствующих распределений для K^0 -мезонов показывает различие спектров лишь до $P^* < 0,5$ ГэВ/с, а далее наблюдается хорошее совпадение.

В таблице 2 приведены средние значения поперечных и продольных импульсов, $\langle \cos \theta \rangle$ в лабораторной системе и системе ц.м. для Λ^0 - и K^0 -частиц, рождающихся в $\bar{P}n$ - взаимодействиях. Здесь же для сравнения приводятся данные $\bar{P}P$ -соударений. Среднее значение $\langle P_{\perp} \rangle$ для Λ^0 -гиперонов и K^0 -мезонов от $\bar{P}n$ -соударений определено в интервале 0-10 ГэВ/с, а $\langle P_{\parallel} \rangle$ - в интервале 0-1,5 ГэВ/с. Из таблицы 2 видно, что средние характеристики Λ^0 - и K^0 -частиц для $\bar{P}P$ - и $\bar{P}n$ -взаимодействий в пределах ошибок совпадают. Равенство поперечных импульсов Λ^0 - и K^0 -частиц от $\bar{P}P$ - и $\bar{P}n$ -соударений указывает на независимость поперечного импульса от природы соударяющихся частиц.

Таблица 2

Средние угловые и импульсные характеристики Λ° -гиперонов и K_s° -мезонов, образованных в $\Pi\bar{p}$ - и $\Pi\bar{n}$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с

Тип события	Тип частиц	$\langle P_{LAB} \rangle$	$\langle P_{II\text{ LAB}} \rangle$	$\langle P_{\perp} \rangle$	$\langle P_{y.M} \rangle$	$\langle P_{II\text{ y.M}} \rangle$	$\langle \cos \theta_{y.M} \rangle$
$\Pi\bar{p}$	Λ°	$3,67 \pm 0,22$	$3,58 \pm 0,22$	$0,489 \pm 0,16$	$1,811 \pm 0,141$	$-1,481 \pm 0,171$	$-0,597 \pm 0,07$
	K_s°	$5,43 \pm 0,20$	$5,38 \pm 0,20$	$0,452 \pm 0,012$	$0,871 \pm 0,016$	$0,121 \pm 0,081$	$0,156 \pm 0,00$
$\Pi\bar{n}$	Λ°	$4,21 \pm 0,55$	$4,17 \pm 0,55$	$0,400 \pm 0,037$	$1,567 \pm 0,128$	$-1,105 \pm 0,181$	$-0,493 \pm 0,08$
	K_s°	$6,81 \pm 0,69$	$6,76 \pm 0,70$	$0,460 \pm 0,025$	$1,038 \pm 0,077$	$0,311 \pm 0,107$	$0,177 \pm 0,06$

На рис. 3 и 4 приведены нормированные распределения по поперечным импульсам Λ^0 и K^0 -частиц, образующихся в $\Pi\bar{n}$ - и $\Pi\bar{p}$ -событиях.

Угловые распределения нейтральных странных частиц Λ^0 -гиперонов и K^0 -мезонов в $\Pi\bar{n}$ -взаимодействиях в системе ц.м. представлены на рисунках 5,6. Там же для сравнения приводятся результаты от $\Pi\bar{p}$ -соударений. Как видно из рис. 5, угловое распределение Λ^0 -гиперонов в с.ц.м. резко асимметрично. Асимметрию углового распределения характеризуют коэффициентом асимметрии

$$R = \frac{\bar{n}}{\bar{n}},$$

где \bar{n} и \bar{n} - число частиц, летящих в передней и задней полусфере с.ц.м. соответственно. В $\Pi\bar{n}$ -взаимодействиях коэффициент асимметрии Λ^0 -гиперонов $R_{\Lambda^0} = (0,27 \pm 0,03)$. Соответствующее значение R_{Λ^0} для $\Pi\bar{p}$ -соударений равно $R_{\Lambda^0} = (0,20 \pm 0,05)$. Из рис. 5 видно, что зависимость функции $\frac{1}{\delta_{in}} \frac{d\delta}{d\cos\theta^*}$ от $\cos\theta^*$ для Λ^0 -гиперонов от $\Pi\bar{n}$ - и $\Pi\bar{p}$ -столкновений в пределах ошибок совпадает.

На рис. 6 дается распределение $\frac{1}{\delta_{in}} \frac{d\delta}{d\cos\theta^*}$ в зависимости от $\cos\theta^*$ для K^0 -мезонов в системе ц.м., рождающихся в $\Pi\bar{n}$ - и $\Pi\bar{p}$ -взаимодействиях. Распределения симметричны. Коэффициенты асимметрии R_{K^0} в данных взаимодействиях равны $R_{K^0} = (1,33 \pm 0,18)$ и $R_{K^0} = (1,30 \pm 0,22)$ соответственно.

В заключение отметим, что импульсные и угловые характеристики Λ^0 - и K^0 -частиц в $\Pi\bar{n}$ - и $\Pi\bar{p}$ -соударениях в пределах ошибок совпадают. Это позволяет сделать вывод,

что влияние ядра при рождении нейтральных странных частиц на нейтронах практически не наблюдается.

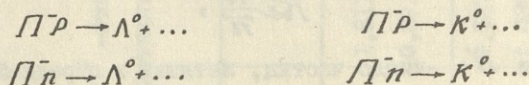
0419359210
203:0110333

§ 3. Распределение Λ^0 -гиперонов и K^0 -мезонов в $\Pi\bar{p}$ - и $\Pi\bar{n}$ -взаимодействиях по переменной x

Значения структурной функции, нормированной на полное неупругое сечение $\tilde{\sigma}_{in}$, в зависимости от переменной

$$x, f(x) = \frac{E^*}{\tilde{\sigma}_{in}} \frac{2}{\pi\sqrt{s}} \frac{d\tilde{\sigma}}{dx} \quad \text{для } \Lambda^0\text{-гиперонов и } K^0\text{-}$$

мезонов, образованных в реакциях



при 40 ГэВ/с приведены на рис. 7 и 8. Сечение образования Λ^0 -гиперонов в $\Pi\bar{n}$ - и $\Pi\bar{p}$ -соударениях достигает своего наибольшего значения при $x < 0$ (область фрагментации мишени). Это указывает на то, что нуклонная (n, p) фрагментация является существенным источником Λ^0 -гиперонов (см. рис.7). На том же рисунке для сравнения приводятся данные от $p\rho$ -взаимодействий при импульсах 24 и 205 ГэВ/с [4]. Структурные функции $f(x)$ для Λ^0 -гиперонов в $\Pi\bar{n}$ - и $\Pi\bar{p}$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с в области $x \leq 0$ имеют одинаковый вид и в пределах ошибок совпадают с распределениями от $p\rho$ -взаимодействий при 24 и 205 ГэВ/с.

Вид структурной функции $f(x)$ для K^0 -мезонов, образующихся в $\Pi\bar{n}$ - и $\Pi\bar{p}$ -соударениях при 40 ГэВ/с, дан на рис. 8. Здесь же для сравнения приводятся данные для реакции $p\rho \rightarrow K^+ \dots$ при 205 и 300 ГэВ/с [4]. В области

энергии (40 + 303) ГэВ/с величины структурной функции $f(x)$ для K^0 -мезонов, рождающихся в ΠP^- , $\Pi \bar{n}$ $\rho\rho$ -соударениях, в пределах экспериментальных погрешностей совпадают и достигают максимального значения в районе $x \approx 0$. Это указывает на то, что K^0 -мезоны в большинстве случаев рождаются в центральной области. На рис. 8 сплошная кривая представляет аппроксимацию структурной функции $f(x)$ для K^0 -мезонов от $\Pi \bar{P}$ -соударения при 40 ГэВ/с с функцией вида $\sim e^{-\beta x}$. Для коэффициентов наклона получены следующие значения:

$$B = (-0,85 \pm 0,39) \quad \text{при } x < 0$$

$$B = (3,38 \pm 0,46) \quad \text{при } x > 0$$

Значения B указывают на симметричное распределение функции $f(x)$ для K^0 -мезонов относительно $x=0$. Аналогично ведет себя $f(x)$ для K^0 -частиц в $\Pi \bar{n}$ -при 40 ГэВ/с и $\rho\rho$ -взаимодействиях при 205 и 300 ГэВ/с.

§ 3. Распределение по продольной быстрой

Исследовались распределения нормированных сечений

$$f(y^*) = \frac{1}{\delta_{in}} \frac{d\delta}{dy^*}$$

для Λ^0 -гиперонов и K^0 -мезонов в $\Pi \bar{n}$ -и $\Pi \bar{P}$ -взаимодействиях в системе ц.м. (рис.9 и 10). Функции распределения $f(y^*)$ для Λ^0 -гиперонов в $\Pi \bar{P}$ -и $\Pi \bar{n}$ -взаимодействиях достигают максимального значения в интервале $-1,5 \leq y^* \leq -0,5$, а для K^0 -мезонов имеют максимум в интервале $-1 \leq y^* \leq 1$ (см.рис.10). Легко заметить,

что функции $f(y^*)$ для Λ^0 -гиперонов и K^0 -мезонов в $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -соударениях имеют одинаковую форму распределения. Это указывает на слабую зависимость структурной функции $f(y^*)$ от типа сталкивающихся частиц ($\bar{p}p$, $\bar{p}n$).

Выводы

1. Импульсные спектры Λ^0 -гиперонов и K^0 -мезонов, образованных в $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -столкновениях при $P=40$ ГэВ/с, в пределах ошибок совпадают.
2. Угловое распределение Λ^0 -гиперонов в с.ц.м. в $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -взаимодействиях резко асимметрично. Коэффициенты асимметрии для обеих реакций в пределах ошибок совпадают и равны $(0,20 \pm 0,05)$, $(0,27 \pm 0,03)$ соответственно. Большинство Λ^0 -гиперонов летит в заднюю полусферу.
3. Угловое распределение K^0 -мезонов в с.ц.м. в $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -соударениях близко к симметричному. Коэффициент асимметрии равен $(1,30 \pm 0,22)$, $(1,33 \pm 0,12)$ соответственно.
4. Структурная функция $f_A(x)$ достигает наибольшего значения в области фрагментации нуклона в $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -взаимодействиях. Этот факт указывает на то, что при $P=40$ ГэВ/с в данных взаимодействиях Λ^0 -частицы образуются главным образом в результате фрагментации нуклона-мишени.
5. Структурная функция $f(x)$ для K^0 -мезонов в $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с достигает максимального значения в области $x \approx 0$. Это свидетельствует о том, что K^0 -мезоны в большинстве случаев рождаются в центральной области. Распределения относительно $x=0$ симметричны.

6. Форма распределения функции $\frac{1}{\delta_{in}} \frac{d\delta}{dy^n}$ для Λ^0 -
и K^0 -частиц в $\Pi\bar{p}$ - и $\Pi\bar{n}$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с одинакова.

7. Средние импульсные и угловые характеристики Λ^0 - и K^0 - частиц в $\Pi\bar{p}$ - и $\Pi\bar{n}$ -взаимодействиях в пределах ошибок совпадают.

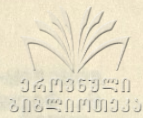
Совпадение различных спектров Λ^0 -гиперонов и K^0 -мезонов в $\Pi\bar{p}$ - и $\Pi\bar{n}$ -соударениях дает возможность заключить, что различные типы мишени (p , n , C^{12} [3]) слабо влияют на вид структурных функций нейтральных странных частиц.

Поступила 20.I.1978.

Проблемная лаборатория
ядерной физики высоких
энергий

ЛИТЕРАТУРА

1. Сотрудничество Б-В-Д-К-С-Т-Т-У-В-Х. ЯФ, 1973, 18, 1251; ОИЯИ, Р1-7267, Дубна, 1973; Nucl. Phys., 1974, В79, 57.
2. Сотрудничество Д-С-Т. ЯФ, т.24, вып. 4(10), 1976; ОИЯИ, Р1-9209, Дубна 1975.
3. Сотрудничество Д-С-Т. ОИЯИ, Р1-9648, Дубна, 1976.
4. J.Whitmore, Preprint NAL-Pnb-73/70-Exp



ღ. აბესალაშვილი, ი. თევზაძე, მ. ჩარჯიშვილი

ნეიტრალური უცხოური ნაწილაკების ინკლუზიური
გაწარმოებაში π^-N - ურთიარსებათა დაზომის 40 გევ/ც
ინტენსივის ფორმის

რეზიუმე

ძირითადი მოცემულია უცხოური ნეიტრალური ნაწილაკების Λ^0 -
გოპერონებისა და K^0 -მეზონების ინკლუზიური გაწარმოებაში π^-p -
და π^-n - ურთიარსებათა დაზომის 40 გევ/ც ინტენსივის ფორმის, ამ
გაწარმოებაში ურთიარსებათა დაზომის შედეგად გვიჩვენა, რომ ინკლუ-
ზიური სპექტრების ფორმის ურთიარსებათა დაზომის მიხედვით სამიზნის
გვარობა (p, n),

L. Abesalashvili, Yu. Tevzadze, M. Chargeishvili

INCLUSIVE DISTRIBUTIONS OF NEUTRAL STRANGE
PARTICLES IN π^-N INTERACTIONS AT
40 GeV/ c

Summary

Inclusive distributions of strange neutral particles Λ^0 - hyperons
and K^0 -mesons in π^-p - and π^-n - interactions at 40 GeV/c - are
given in the paper. A comparison of these distributions has shown
that the type of the target has an insignificant effect on the form of
inclusive spectra.

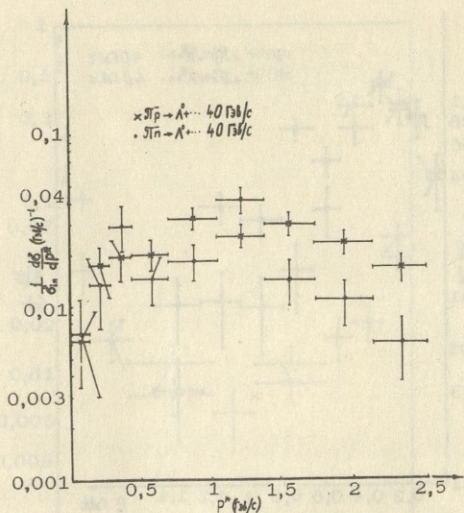


Рис. 1. Нормированное импульсное распределение Λ^0 -гиперонов в Pp и Pn -взаимодействиях.

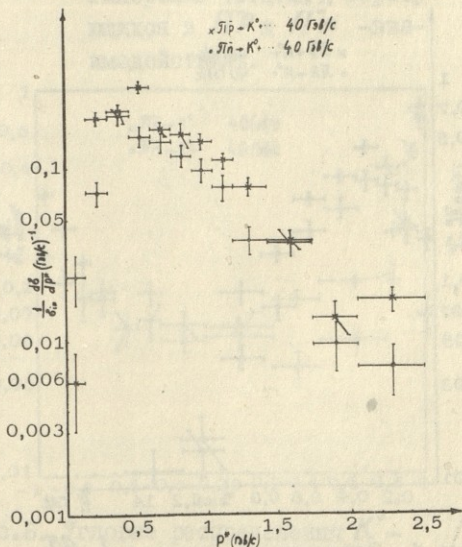


Рис. 2. Нормированное импульсное распределение K^0 -мезонов в Pp - и Pn -взаимодействиях.

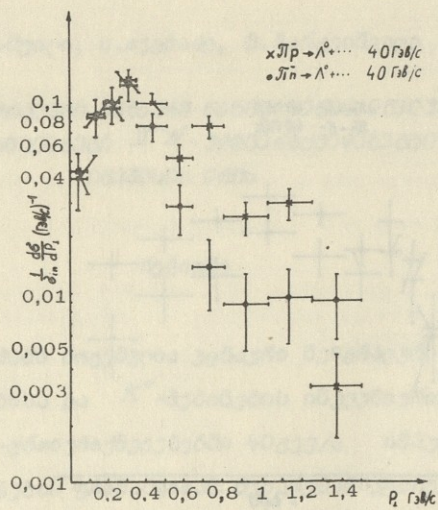


Рис. 3. Зависимость функции $\frac{1}{\sigma_m} \frac{d\sigma}{dP_{\perp}}$ от P_{\perp} для Λ^0 -гиперонов в Πp - и Πn -взаимодействиях.

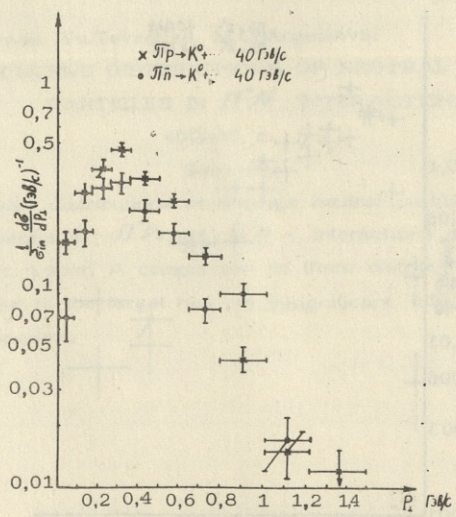


Рис. 4. Зависимость функции $\frac{1}{\sigma_m} \frac{d\sigma}{dP_{\perp}}$ от P_{\perp} для Λ^0 -мезонов в Πp - и Πn -взаимодействиях.

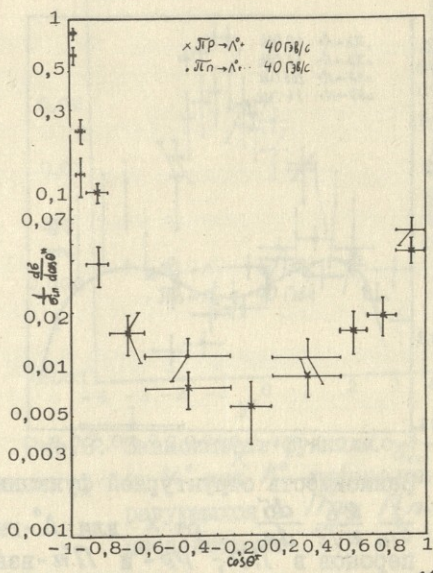


Рис. 5. Угловые распределения Λ° - гиперонов (с.ц.м.), образующихся в πp и πn - взаимодействиях.

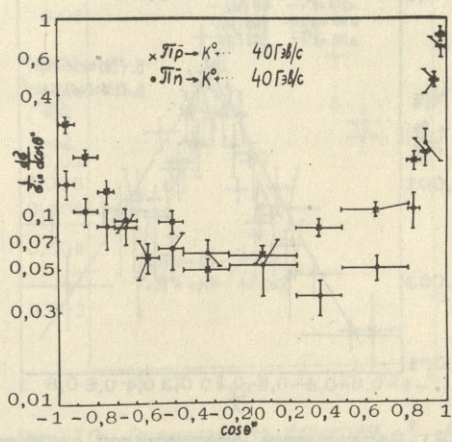


Рис. 6. Угловые распределения K° - мезонов (с.ц.м.), образующихся в πp -и πn - взаимодействиях.

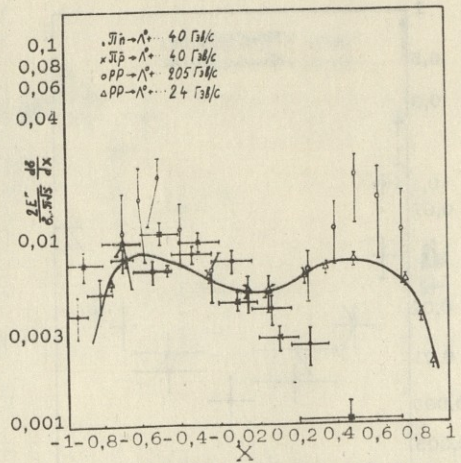


Рис.7. Зависимость структурной функции $\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{\partial E}{\pi \sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx}$ от x для Λ^0 -гиперонов в PP , pp - и $P\bar{n}$ -взаимодействиях в интервале импульсов (24+205) ГэВ/с

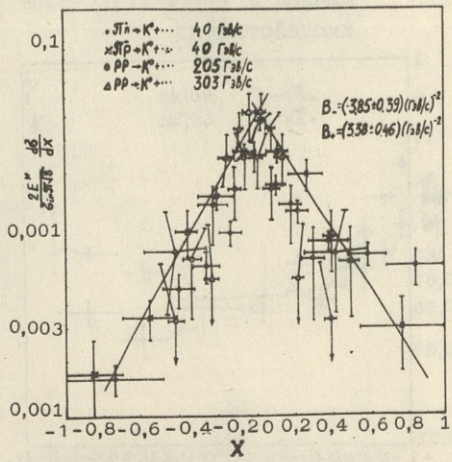


Рис.8. Зависимость структурной функции $\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{\partial E}{\pi \sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx}$ от x для K^0 -мезонов, в PP , pp - и $P\bar{n}$ -взаимодействиях в интервале импульсов (40+303) ГэВ/с

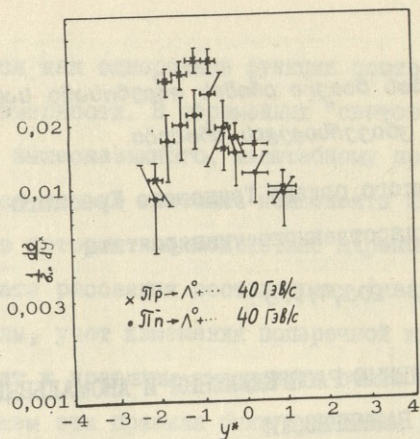


Рис.9. Зависимость функции $\frac{1}{\delta_{in}} \frac{d\delta}{dy^*}$ от y^* для Λ^0 -гиперонов, образующихся в πp -и πn -взаимодействиях

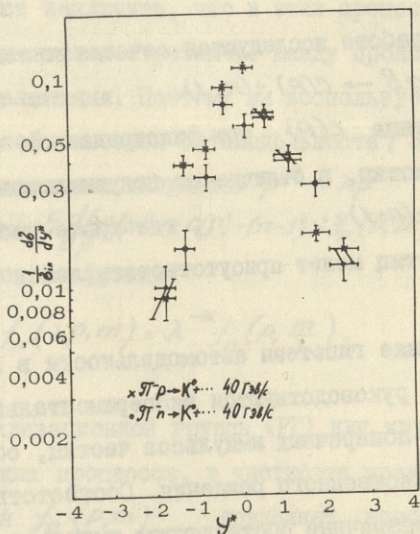


Рис.10. Зависимость функции $\frac{1}{\delta_{in}} \frac{d\delta}{dy^*}$ от y^* для K^0 -мезонов, образующихся в πp -и πn -взаимодействиях

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

203, 1978

КВАЗИПОЛУИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И АНОМАЛЬНЫЕ
РАЗМЕРНОСТИ

Я.З.Дарбаидзе, Н.В.Махалдiani, Л.А.Слепченко

Введение

В настоящей работе исследуются сечения квазиполуинклюзивной реакции $ab \rightarrow c(p) + (n-1)$, где наблюдается вторичная частица $c(p)$ при фиксированном числе остальных $n-1$ частиц, в отличие от полуинклюзивных реакций $ab \rightarrow c(p) + (n-1) + \dots$, где кроме наблюдаемых $c(p)$ и $n-1$ частиц может присутствовать любое число частиц.

При формулировке гипотезы автомодельности в инклюзивных процессах [1] руководствуются экспериментальным фактом об ограниченности поперечных импульсов частиц, образованных в реакции множественного рождения. Соответственно, в таких процессах поперечные составляющие импульса частиц не подвергаются масштабному преобразованию, а при изменении продольных составляющих предполагается, что физические ве-

личины меняются как однородные функции соответствующей продольной размерности. В переменных "светового фронта" [2], в силу вышесказанного, масштабному преобразованию подчиняются только плюсовые компоненты импульсов. В процессах, в которых взаимодействие адронов происходит в результате рассеяния составляющих (кварков) на фиксированные углы, учет изменения поперечной компоненты импульса приводит к правилам кваркового счета [3].

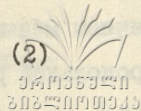
В дальнейшем эти правила были применены для анализа процессов инклюзивного образования адронов с большими поперечными импульсами [4].

Современные представления о квазиполуинклюзивных реакциях позволяют заключить, что в этих процессах также отсутствует динамическое различие между продольным и поперечным направлениями. Поэтому мы воспользуемся следующей формулировкой гипотезы автомодельности [3]: при масштабном преобразовании импульсов $\rho^m \rightarrow \lambda \rho^m$ дифференциальное сечение $E \frac{d^6n}{d^6p}(ab \rightarrow c(\rho) + (n-1)) = f_n(\rho, m)$ ведет себя как однородная функция

$$f_n(\lambda \rho, m) = \lambda^{-\alpha} f_n(\rho, \frac{m}{\lambda}). \quad (I)$$

Метод ренормализационной группы (РГ) для изучения вероятностей физических процессов, в частности уравнения РГ [5] для сечения $f_n(\rho, m)$ позволяет, вообще говоря, определить величину α . Дифференцируя (I) по $\frac{d}{d\lambda} / \lambda = 1$, при $\alpha = 4$ получаем уравнение

$$\left[\rho^m \frac{\partial}{\partial \rho^m} + m \frac{\partial}{\partial m} \right] f_n(\rho, m) = -4 f_n(\rho, m). \quad (2)$$



В настоящей работе уравнение (2), скомбинированное с уравнениями РГ [5], решается методом характеристических уравнений. В §1 доказываем, что при асимптотически больших значениях множественности $n \gg 1$ для решения $f_n(\rho, m)$ справедлива т.н. "масштабность в среднем" по быстротам, а при конечных n решение приводится к виду, соответствующему правилам "кваркового" счета [3] для квази-полуинклюзивных реакций.

В работе [5] был получен явный вид масштабной функции соотношения подобия [6]

$$\frac{\langle n(\rho) \rangle \varepsilon \frac{d \delta n}{d \rho} (a \delta \rightarrow c(\rho) + (n-1))}{\varepsilon \frac{d \delta}{d \rho} (a \delta \rightarrow c(\rho) + x)} = \frac{a^a}{\Gamma(a)} z_p^{a-1} e^{-a z_p} \quad (3)$$

соответствующий линейной зависимости дисперсии от ассоциативной средней множественности $D \langle n(\rho) \rangle = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(\rho) \rangle$.

Было отмечено также, что учет постоянного сдвига в законе дисперсии

$$D \langle n(\rho) \rangle = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(\rho) \rangle - b \quad (4)$$

приводит к нарушению автомодельного режима (3). В §2 настоящей работы будет доказано, что в рамках уравнений РГ, в случае справедливости формулы (4), соотношение подобия (3) модифицируется следующим образом:

$$\frac{\langle n(\rho) \rangle - \sqrt{ab} E \frac{d\delta_n}{d\rho} (ab - c(\rho) + (n-1))}{E \frac{d\delta}{d\rho} (ab - c(\rho) + x)} = f(z_r) = \frac{a^a}{\Gamma(a)} z_r^{a-1} \cdot e^{-az_r} \quad (5)$$

где масштабная переменная $z_r = \frac{n - \sqrt{ab}}{\langle n(\rho) \rangle - \sqrt{ab}}$ совпадает

с $z_\rho = \frac{n}{\langle n(\rho) \rangle}$ при $b = 0$.

§ 1.

Как было уже отмечено, комбинируя уравнение (2) с уравнением РГ [5], получаем

$$\left(\rho^m \frac{\partial}{\partial \rho^m} + m \frac{\partial}{\partial m} - \hat{D} \right) f_n(\rho, m) = -[\gamma(n+2) + 4] f_n(\rho, m),$$

где \hat{D} - оператор РГ.

Первое характеристическое уравнение

$$\frac{d}{d\tau} f_n(\tau) = -[\gamma(n+2) + 4] f_n(\tau), \quad (6)$$

при фиксированной аномальной размерности γ , дает

$$f_n(\tau) = f_n(0) e^{-(\gamma(n+2) + 4)\tau} \quad (7)$$

Исключая параметр $\tau = \ln \frac{\rho^m K_m}{m^2}$ с помощью характеристических уравнений, имеем

$$f_n(\rho, m) = f_n(0) \left(\frac{\rho^m K_m}{m^2} \right)^{-\gamma(n+2) - 4} \quad (8)$$

Отметим, что постоянный вектор K_m следует определить из условия нормировки

$$\langle \rho^\mu \rangle_n = \frac{1}{n \delta_n} \int \rho^\mu f_n(\rho, m) \frac{d\rho^\mu}{E}$$



Сравнивая функцию (8) с (I), можно видеть, что при масштабном преобразовании $\rho^\mu \rightarrow \lambda \rho^\mu$ сечение квазиполуинклюзивной реакции преобразуется как однородная функция размерности $\kappa = \gamma(n + \alpha) + 4$. Пользуясь цилиндрической системой координат с $K^\mu = (M_\perp ch\gamma, M_\perp sh\gamma, 0)$, $\rho^\mu K_\mu / m^2 =$

$$= \frac{M_\perp m_\perp}{m^2} ch(y - \gamma), \quad \text{где } M_\perp \text{ и } \gamma -$$

аналоги поперечной массы и продольной быстроты для вектора K соответственно [7], из (8) для нормированного сечения получаем (см. приложение)

$$\frac{1}{n \delta_n} \frac{d \delta_n}{dy d\rho_\perp^2} = \frac{\left(\frac{m_\perp}{m} ch(y - \gamma)\right)^{-\kappa}}{4 m^2 B\left(\frac{3}{2}, \frac{\kappa - 2}{2}\right)} \quad (10)$$

Отметим следующее свойство распределения (10): при больших $n \gg 1$ (соответственно, $\kappa \gg 1$) нормированное сечение по продольной скорости y , получаемое из (10) интегрированием по ρ_\perp ,

$$\frac{1}{n \delta_n} \frac{d \delta_n}{dy} = \frac{(ch(y - \gamma))^{-\kappa}}{B\left(\frac{1}{2}, \frac{\kappa}{2}\right)} \quad (10')$$

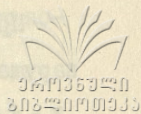
принимает вид (см. приложение):

$$\frac{1}{n \delta_n} \frac{d \delta_n}{dy} = \frac{\exp[-(y - \langle y \rangle)^2 / \langle (y - \langle y \rangle)^2 \rangle]}{\sqrt{2\pi \langle (y - \langle y \rangle)^2 \rangle}}, \quad (11)$$

где $\langle y \rangle = \gamma$, $\langle (y - \langle y \rangle)^2 \rangle = \frac{1}{2\kappa}$.

Вспомогая определение $\delta(x)$ функции Дирака

$$\delta(x) = \lim_{x \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{x}{\pi}} e^{-x x^2},$$



из (II) получаем, что для асимптотически больших значений $n \rightarrow \infty$ имеет место т.н. "масштабность в среднем" по продольной быстроте

$$\frac{\langle y \rangle}{n \delta_n} \frac{d \delta_n}{d y} = \delta\left(\frac{y}{\langle y \rangle} - 1\right). \quad (I2)$$

Рассмотрим также распределение по поперечным импульсам, получаемое из (I0):

$$\frac{1}{n \delta_n} \frac{d \delta_n}{d p_{\perp}^2} = \frac{x-2}{2 m^2} \left(\frac{m_{\perp}}{m}\right)^{-x} \quad (I2')$$

В пределе больших $x \gg 1$, пользуясь приближением

$$\left(\frac{m_{\perp}}{m}\right)^{-x} = (ch \xi)^{-x} \approx e^{-x \xi^2}, \quad \langle p_{\perp}^2 \rangle_n = \frac{x-2}{2} m^2 B\left(\frac{3}{2}, \frac{x-3}{2}\right) \approx m^2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} x^{\frac{1}{2}},$$

имеем

$$\frac{\langle p_{\perp}^2 \rangle_n^2}{n \delta_n} \frac{d \delta_n}{d p_{\perp}^2} \approx \frac{\pi}{4} \exp\left[-\frac{m^2 \pi}{2} \frac{\xi^2}{\langle p_{\perp}^2 \rangle_n}\right]. \quad (I3)$$

Комбинируя (II) и (I3), видим, что при большой множественности $n \gg 1$ квазиполуинклюзивное сечение (I0) принимает масштабно-инвариантный вид (масштабность в среднем)

$$\frac{1}{n \delta_n} \frac{d \delta_n}{d y d p_{\perp}^2} \approx \frac{1}{\langle p_{\perp}^2 \rangle_n^2 \langle (y - \langle y \rangle)^2 \rangle^{\frac{1}{2}}} f\left(\frac{\xi^2}{\langle p_{\perp}^2 \rangle_n}, \frac{(y - \langle y \rangle)^2}{\langle (y - \langle y \rangle)^2 \rangle}\right). \quad (I4)$$

При конечных значениях z соотношение подобия (14) нарушается согласно (10), которое, с учетом переменной $z = tk^2(y-z)$, переписывается как

$$\frac{1}{n\delta_n} \frac{d\delta_n}{dz d\rho_1^2} = \frac{(m_1/m)^{-\kappa} z^{-1/2}}{\delta m^2 B\left(\frac{\kappa}{2}, \frac{\kappa-2}{2}\right)} (1-z)^{\frac{\kappa-2}{2}} \quad (15)$$

Функция (15) определена в интервале по z (0,1) и имеет степенное поведение при больших значениях поперечного импульса. Поэтому соотношение (15) можно понимать в смысле правила "кваркового" счета [3,4] для квазиполуинклюзивных реакций. Было бы желательно проверить это соотношение экспериментально.

§ 2.

Перейдем к доказательству в рамках уравнений РГ модифицированного соотношения подобия (5). Из уравнения (6) для ассоциативной множественности $\langle n(\rho) \rangle = \left(\sum_{n=0}^{\infty} n f_n(\rho, m) \right) / \left(\sum_{n=0}^{\infty} f_n(\rho, m) \right)$

имеем уравнение

$$\frac{d}{d\tau} \langle n(\tau) \rangle = -\mathcal{J} (\langle n^2(\tau) \rangle - \langle n(\tau) \rangle^2), \quad (15')$$

которое легко интегрируется при фиксированном \mathcal{J} , если предположить справедливость закона (4)

$$D^2 \langle n(\tau) \rangle = \langle n^2(\tau) \rangle - \langle n(\tau) \rangle^2 = \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(\tau) \rangle - b \right)^2.$$

Получая решение в виде

$$\langle n(\tau) \rangle = \sqrt{a} b + \frac{\langle n(0) \rangle - \sqrt{a} b}{1 + (\langle n(0) \rangle - \sqrt{a} b) \frac{\mathcal{J}}{a} \tau}, \quad (16)$$

подставляем его в характеристическое уравнение **ИНКЛЮЗИВНО-**

го сечения

06.03.50.40
203:010133

$$f(\rho, m) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(\rho, m) \quad (I7)$$

$$\frac{d}{d\tau} f(\tau) = -[\gamma(\langle n(\tau) \rangle + 2) + 4] f(\tau) .$$

Интегрируя (I7), получаем

$$f(\tau) = f(0) e^{-[(2\gamma+4) + \sqrt{a} b \gamma] \tau} [1 + (\langle n(0) \rangle - \sqrt{a} b) \frac{\gamma}{a} \tau]^{-a} . \quad (I8)$$

Составляя комбинацию (5) решений (7), (I6) и (I8), имеем

$$\frac{F(z_r)}{F(z_0)} = \frac{z_r^{a-1} e^{-az_r}}{z_0^{a-1} e^{-az_0}} ,$$

где

$$z_r = \frac{n - \sqrt{a} b}{\langle n(\tau) \rangle - \sqrt{a} b} , \quad F(z_r) = \frac{\langle n(\tau) \rangle - \sqrt{a} b}{f(\rho, m)} f_n(\rho, m)$$

Отсюда мы получаем соотношение подобия (5)

$$F(z_r) = C \cdot z_r^{a-1} e^{-az_r} , \quad (5)$$

где $C = \frac{a^a}{\Gamma(a)}$ определяется из условия нормировки

$$\int_0^{\infty} F(z_r) dz_r = 1 .$$

Важно отметить, что выражение (5) переходит в функцию [5] (3) при $b = 0$.

В заключение отметим некоторое характерное отличие сечений $E \frac{d\sigma_n}{d\rho} (ab \rightarrow c(\rho) + (n-1))$, исследуемых в настоящей работе, от полуинклюзивных сечений

$$E \frac{d\delta_{nr}}{d\rho} (a\delta \rightarrow c(\rho) + (N-1) + x) = \sum_{n=N}^{\infty} E \frac{d\delta_n}{d\rho} (a\delta \rightarrow c(\rho) + (n-1)) \quad (19)$$

0649359240
2022:0710333

Например, нетрудно убедиться, что решение соответствующего характеристического уравнения для величины (19) будет иметь вид функции (18) с тем отличием, что параметры α , β определяются из предположения о линейности дисперсии величины $\langle n(\rho) \rangle_N = \left(\sum_{n=N}^{\infty} n f_n(\rho, m) \right) / \left(\sum_{n=N}^{\infty} f_n(\rho, m) \right)$ и они могут зависеть вообще говоря, от числа N (см. приложение).

ПРИЛОЖЕНИЕ

В § I мы пользуемся цилиндрической системой координат

$$E = m \operatorname{ch} y \operatorname{ch} \tilde{z}, \quad P_{11} = m \operatorname{sh} y \operatorname{ch} \tilde{z}, \quad P_1 = m \operatorname{sh} \tilde{z}, \quad m_1 = m \operatorname{ch} \tilde{z},$$

где y и \tilde{z} - продольные и поперечные быстроты;

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_{11}}{E - P_{11}} \quad (-\infty \leq y \leq \infty),$$

$$\tilde{z} = \frac{1}{2} \ln \frac{m_1 + P_1}{m_1 - P_1} \quad (0 \leq \tilde{z} \leq \infty).$$

При нормировке соотношений (10), (12), (15) употребляем интегральное представление Бета-функции Эйлера

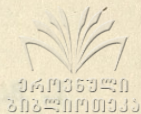
$$\frac{1}{2} B\left(\frac{\nu - \mu}{2}, \frac{\mu + 1}{2}\right) = \int_0^{\infty} \frac{\operatorname{sh}^{\mu} y}{\operatorname{ch}^{\nu} y} dy = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{z^{-\mu/2 - 1}}{(1-z)^{\mu/2 - 1/2}} dz,$$

где $z = \operatorname{th}^2 y$.

Формулы (11), (13) получены с помощью следующих приближений для больших значений $x \gg 1$:

$$(chy)^{-x} \approx e^{-xy^2}, \quad \Gamma\left(\frac{x}{2}\right) / \Gamma\left(\frac{x}{2} + \frac{1}{2}\right) \approx \left(\frac{x}{2}\right)^{-\frac{1}{2}},$$

$$\Gamma\left(\frac{x-3}{2}\right) / \Gamma\left(\frac{x}{2}\right) \approx \left(\frac{x}{2}\right)^{-\frac{3}{2}}$$



Полуинклюзивное распределение (19), переходя к интегрированию, с помощью функции (5) можно записать в виде

$$E \frac{d^2 b_N}{d^2 p} (ab \rightarrow c(\rho) + (N-1) + x) = E \frac{d^2 b}{d^2 p} (ab \rightarrow c(\rho) + x) \int_{z_N}^{\infty} dz_r F(z_r), \quad (20)$$

где
$$z_N = \frac{N - \sqrt{a} b}{\langle n(\rho) \rangle - \sqrt{a} b}.$$

Аналогично, для величины $\langle n(\rho) \rangle_N - \sqrt{a} b$ имеем

$$\langle n(\rho) \rangle_N - \sqrt{a} b = (\langle n(\rho) \rangle - \sqrt{a} b) \frac{\int_{z_N}^{\infty} z_r F(z_r) dz_r}{\int_{z_N}^{\infty} F(z_r) dz_r}. \quad (21)$$

Интегрируя (20) в интервале $N(N_0 = \sqrt{a} b, \infty)$,

получаем

$$E \frac{d^2 b'}{d^2 p} = \int_{N_0}^{\infty} dN E \frac{d^2 b_N}{d^2 p} (ab \rightarrow c(\rho) + (N-1) + x) =$$

$$= (\langle n(\rho) \rangle - \sqrt{a} b) E \frac{d^2 b}{d^2 p} (ab \rightarrow c(\rho) + x) \int_0^{\infty} dz_N \int_{z_N}^{\infty} dz_r F(z_r). \quad (22)$$

Комбинируя выражения (20-22), пользуясь явным видом $F(z_r)$ функции (5), имеем масштабно-инвариантное соотношение для полуинклюзивных сечений:

$$(\langle n(\rho) \rangle_N - \sqrt{a} b) E \frac{d^2 b_N}{d^2 p} (ab \rightarrow c(\rho) + (N-1) + x) / E \frac{d^2 b'}{d^2 p} =$$

$$= \Gamma(a+1, z_N) / \Gamma(a+1), \quad (23)$$

где $\Gamma(a+1, z_N)$ — неполная гамма-функция.

Поступила 14.П.1978

Проблемная лаборатория
ядерной физики высоких
энергий

ЛИТЕРАТУРА



1. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ Е2-5962, Дубна (1971); Lett. Nuovo Cim., 5, 907 (1973);
Р.М.Мурадян. Автомодельность в инклюзивных реакциях. P2-6762, Дубна, 1972.
2. В.Р.Гарсеванишвили, А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе, Р.Н.Фаустов, ТМФ, 23, 310 (1975); ТМФ, 25, 37 (1975); В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвеев. ТМФ, 24, 3 (1975).
3. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. Lett. Nuovo Cim. 7,719 (1973); S.J.Brodsky, G.R.Farrar. Phys. Rev.Letters, 31,1153 (1973).
4. R.Blankenbecler, S.J.Brodsky, Phys.Rev.D, 70, 2973 (1974).
А.Н.Квинихидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, А.Н.Тавхелидзе. ЭЧАЯ, т.8, 478 (1977).
5. Я.З. Дарбаидзе, Н.В.Махалдиани, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко. Препринт ОИЯИ P2-10429, Дубна (1977).
6. В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко. Preprint JINR E2-9105, Dubna (1975); ЯФ, 23, 432, 1976.
7. Я.З.Дарбаидзе, Л.А.Слепченко. Сообщение АН СССР, 79, 432, 1976; Л.Н.Абесалашвили и др. ЯФ, 23, 782, 1976.

ՉՅԱՑՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԳՆԱՆՈՒՄԻ ԳՆԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ
ՉՅԱՑՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ

ՊԵՏԱԿԱՆ

Պրոնորմալիզացիոն խճուղիի զարգացումի վերաբերյալ ՉՅԱՑՈՒՄԻ
ԳՆԱՆՈՒՄԻ ՍԱԳՐԱԿԱՆ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ $ab \rightarrow c(p) + (n-1)$ ՉՅԱՑՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ
ՉՅԱՑՈՒՄԻ ԳՆԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ՍԱԳՐԱԿԱՆ ԲԱՆՈՒՄԻ ՉՅԱՑՈՒՄԻ
ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ
ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ ԲԱՆՈՒՄԻ

$$\langle n(\rho) \rangle - \sqrt{a}b \Big|_E \frac{d\langle n \rangle}{d\rho} \Big|_E = F(z_r)$$
$$= \frac{n - \sqrt{a}b}{\langle n(\rho) \rangle - \sqrt{a}b}$$

J. Darbaidze, N. Makhaldiani, L. Slepchenko

QUASI-SEMINCLUSIVE DISTRIBUTIONS AND
ANOMALOUS DIMENSIONS

Summary

Within the framework of the renormalization group the manifest
form of the differential cross-section of the $ab \rightarrow c(p) + (n-1)$
process has been obtained on the basis of the principle of auto-
modelling.

"Scaling in the mean" for large multiplicities and modified
scale-invariant solution $\langle n(\rho) \rangle - \sqrt{a}b \Big|_E \frac{d\langle n \rangle}{d\rho} \Big|_E = F(z_r)$ with

$$z_r = \frac{n - \sqrt{a}b}{\langle n(\rho) \rangle - \sqrt{a}b}$$

are proved.



თბილისის შრომის წიგნის რეკონსტრუქციის საბჭო
 უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
 государственного университета

203, 1978

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И КРАТКОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ
 РАДИОУГЛЕРОДА ЗА ПЕРИОД 1930-1954 гг.

А.А.Бурчуладзе, С.В.Пагава, П.Повинец,* А.Полашкова*,
 Г.И.Тогонидзе, С.Усачев*, А.Шиво*, И.В.Эристави

Солнечная активность и генетически связанные с ней явления, в силу сложности и многообразия своей природы, требуют тщательного анализа солнечно-земных связей за большой интервал времени. Поэтому для изучения и практического применения этих явлений все более широко используются радиоактивные космогенные изотопы, непрерывно генерирующиеся и глубоко распространяющиеся в окружающей среде, содержащие ценную и жизненно важную информацию о многочисленных вышеупомянутых процессах, происходящих в системе Солнце-Земля.

В настоящее время во многих радиоуглеродных лаборато-

* Сотрудники кафедры ядерной физики Братиславского университета им. Коменского

риях мира исследуются вариации космогенного изотопа $^{14}_6\text{C}$ в точно датированных органических образцах [1,2,3,4,5] с целью:

а) установления корреляционной зависимости между вариацией концентрации С-14 в атмосфере Земли в прошлом и числами солнечных пятен, характеризующими солнечную активность;

б) получения информации о модуляции ГКЛ солнечным ветром и генерации СКЛ в прошлом;

в) прогнозирования и практического применения некоторых астрофизических и геофизических явлений в будущем.

Радиоуглерод, образующийся в верхних слоях атмосферы по ядерной реакции $^{14}_7\text{N}(n,p)^{14}_6\text{C}$, характерно отличается от других радиоактивных космогенных изотопов тем, что легко проникает и широко распространяется в составных частях углеродообменного резервуара и поэтому его концентрация, определенная в различных по химико-биологическим свойствам органических образцах точно определенного возраста (годовые древесные кольца, коллекционные сухие вина, виски, и т.д.), с высокой точностью воспроизводит историю циклической деятельности солнца, в частности, историю изменения интенсивности потока космических лучей в прошлом за несколько периодов полураспада $^{14}_6\text{C}$ ($T=5730$ лет).

В рамках научно-исследовательского и культурного сотрудничества, независимо друг от друга, сотрудниками кафедр ядерной физики университетов Братиславы и Тбилиси с помощью разных методов определения концентрации С-14 и объектов исследования, отличающихся химико-биологическими свойствами (го-

дичные кольца деревьев, спирты коллекционных сухих вин), получены результаты, характеризующие кратковременные вариации С-14 в углеродообменном резервуаре, в зависимости от 11-летнего цикла солнечной активности за период 1930-1954 гг.

Экспериментальные результаты с учетом т.н. "Эюсс-эфф-екта" приведены на рис. 1. Данные о концентрации С-14, полученные Братиславской группой с помощью дендрохронологически датированных колец дерева, срубленного на территории Словакии, и группой Тбилисского госуниверситета с помощью спиртов коллекционных сухих вин Грузии, в пределах погрешности хорошо совпадают. Наблюдаемые единичные случаи расхождения не противоречат общему смыслу кривых.

При корректировке экспериментальных результатов на т.н. "Эюсс-эфф-екте" и сопоставлении полученных данных о концентрации С-14 с результатами по числам Вольфа обнаруживается корреляционная связь между вариациями радиоуглерода и солнечной активностью.

Корреляция между концентрацией С-14 в атмосфере Земли и 17 и 18 11-летними циклами солнечной активности представлена на рис. 2.

Анализ корреляционной кривой (рис.2) показывает, что:

1. Надежно наблюдается вариация С-14 в годичных кольцах древесины и в спиртах сухих вин с четкими минимумами и максимумами.

2. Существует отрицательная корреляция между концентрацией С-14 в точно датированных органических образцах 17 и 18 11-летних циклов солнечной активности со сдвигом фаз между максимумом вариации концентрации С-14 и минимумом

пятнообразования на Солнце на 3 года (данные Братиславской группы) и на 4 года (данные Тбилисской группы).

3. Обнаруживается 8-10% (данные Братиславской группы) и 8-12% (данные Тбилисской группы) вариации амплитуды концентрации C-14 в точно датированных органических образцах в зависимости от 11-летнего цикла солнечной активности.

Таким образом, экспериментальные данные, полученные в разных лабораториях при разных методах измерения активности радиоуглерода (газовым методом - Братиславская группа, жидким сцинтилляционным методом - Тбилисская группа) и разных объектах исследования, указывают на существование антикорреляции между концентрацией C-14 в атмосфере Земли и 17 и 18 11-летними циклами солнечной активности со сдвигом фаз между экстремумами вариации концентрации C-14 и пятнообразованием на 3-4 года с вариацией амплитуды концентрации C-14 в 8-12%.

В заключение необходимо отметить, что наши данные подтверждают полученный М.Бекстером и др. [6,7] результат, свидетельствующий о существовании отрицательной корреляции между концентрацией C-14 в точно датированных органических образцах [8-10] и 11-летними циклами солнечной активности.

Также необходимо отметить, что выводы работы [6, 7] подвергались острой критике со стороны Деймона и др. [8,9] на основе того, что антикорреляция между концентрацией C-14 датированных органических образцов и 11-летним циклом солнечной активности с вариацией амплитуды содержания C-14 в 20%- 30% экспериментально не подтверждается как в работе [8] и публикациях [10, 11, 12], так и теоретическими

расчетами Хаутерманса и др. [13]. В частности, работа [13] указывает всего лишь на 3% вариации амплитуды концентрации C-14, а эта величина является на современном этапе радиоуглеродных исследований предельной точностью измерения активности C-14.

Все вышеизложенное давало право Деймону и др. в работе [9] ставить вопрос о реальности существования в природе такой периодической и четкой вариации концентрации C-14 в датированных органических образцах в зависимости от 11-летнего цикла солнечной активности.

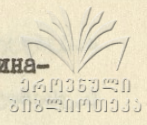
Наши данные о величине вариации амплитуды концентрации C-14 также не совпадают с теоретическими расчетами работы [13], но находятся в хорошем согласии с работой Оешгера и др. [14], которые развили идею Хаутерманса, применив более усовершенствованную ящечно-диффузионную модель угле-родообменного резервуара. Расчеты Оешгера предсказывают 10% вариации амплитуды содержания C-14, что хорошо совпадает в пределах погрешности с экспериментальными результатами совместных исследований, проводимых в лабораториях радио-углеродных исследований университетов Братиславы и Тбилиси.

Поступила 15.III.1978

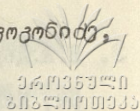
Кафедра ядерной
физики

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.П.Константинов, Г.Е.Кочаров, Докл. АН СССР, т.165, № 1, 63, 1965.
2. Б.П.Константинов, Г.Е.Кочаров, Препринт ФТИ, 64, 1967.



3. В.А.Дергачев, Г.Е.Кочаров, Тр.УП Ленингр.межд.семинара, Изд-во ФТИ АН СССР, 347, 1975
4. П.Повинец, Тр.УП Ленингр. межд.семинара, Изд-во ФТИ АН СССР, 363, 1975.
5. В.А.Дергачев, С.Х.Тлеугалиев, Известия АН СССР, т.41, № 9, стр. 1899, 1977.
6. M.S.Baxter, I.G.Farmer, Earth and Planetary Science Letters, 20, 1973, 295-299.
7. M.S.Baxter, A. Walton, Proc. R. Soc. London, Ser. 321, 1971, 105.
8. P.E.Damon, A.Long, E.L.Wallick, Earth and Planetary Sc. Letters, 20, 1973, 300-306.
9. P.E.Damon, A.Long, E.L. Wallick, Earth and Planetary Sc. Letters, 20, 1973 311-314.
10. H.E.Suess, J.Geophys. Res., 70, 1965, 5937.
11. C.Cowan, C.R.Atluri, W.F.Libbi, Nature, 206, 1965, 861.
12. M.Stuiver, Radiocarbon II, 1969, 545.
13. L.Houtermans, Z.Phys., 193, 1966, 13.
14. H.Oescher, Siegenthaler, U.Schotterer, A.Crugelman, Tellus, 27, 1975, 166.



მზის აქტიურობა და C-14 მნიშვნელოვანი ცვლილება
პერიოდში 1930-1954 წწ.

რეზიუმე

მუსტაფა განსაზღვრული ასაკის მქონე ორგანული ნარჩენების
ნიმუშებში რადიოაქტიური კონცენტრაციის ცვლილებების კონცენტრაციის
განსაზღვრა საშუალებას გვაძლევს შევინახავოთ კონსტანტური სხივ-
ების რაოდენობის ვარიაციები აქტიურობა და ნარჩენები. მუსტაფა განსაზღვ-
რული ასაკის მქონე ორგანული ნარჩენების ნიმუშების საშუალებით
შესწავლილია C-14-ის კონცენტრაციის რაოდენობის ვარიაციები
მზის აქტიურობის 17 და 18-11 წლიანი ციკლებისათვის.

მიღებულია უარყოფითი კორელაცია, რადიონახშირბადის კონ-
ცენტრაციის ამპლიტუდის 8-12% ცვლილებით.

A. Burchuladze, S. Pagava, P. Povinec, A. Polaskova, G. Togonidze,
S. Usacev, A. Sivo, I. Eristavi

THE SOLAR ACTIVITY AND SHORT-TERM VARIATION
OF C-14 FOR THE PERIOD 1930-1954
Summary

Determination of the concentration of radioactive cosmogonical
isotopes in a precisely dated organic sample enables the study of the
time variations of cosmic rays not only at present but in the past
as well.

The present paper deals with the result of a study of the vari-
ation of C-14 concentration in precisely dated organic samples of known
age for 17-18-year solar activity cycles.

Negative correlation has been obtained, the C-14 concentration
amplitude varying within 8-12%.

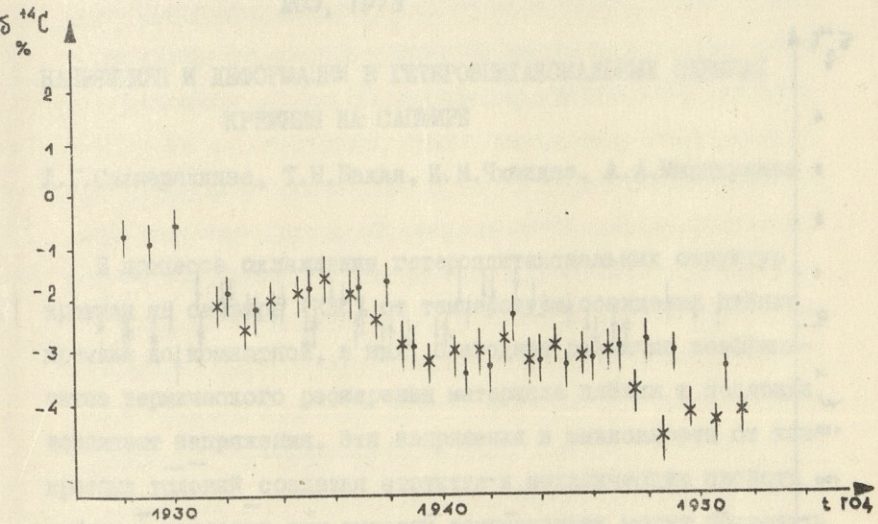


Рис. 1. Вариации концентрации $^{14}\text{C}_6$ в древесных кольцах (*) и в коллекционных винах (|).

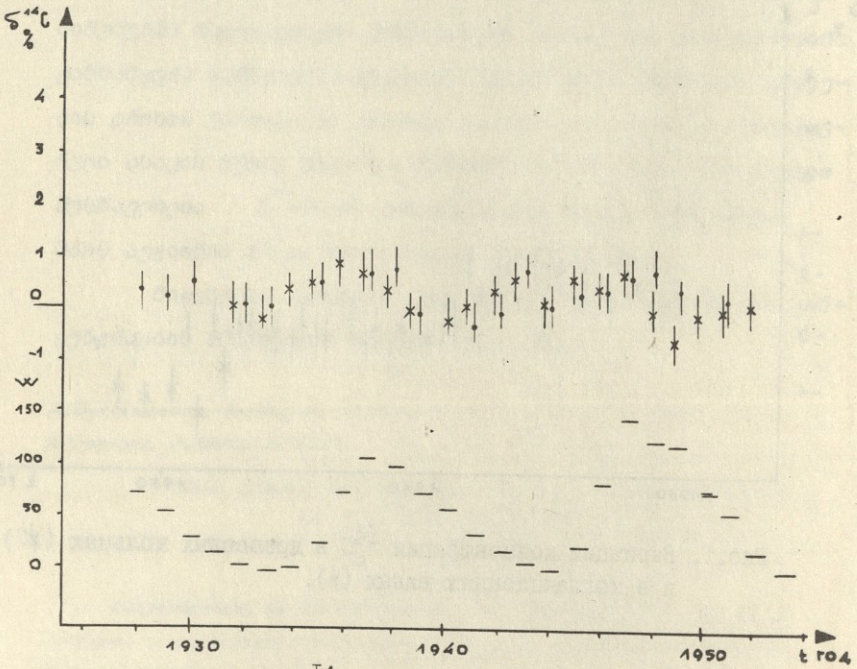
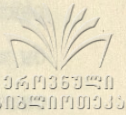


Рис.2. Концентрация ^{14}C в точно датированных органических образцах для 17 и 18 одиннадцатилетних циклов солнечной активности.



თბილისის შრომის წინაშე აღმართული საქართველოს
უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

203, 1978

НАПРЯЖЕНИЯ И ДЕФОРМАЦИИ В ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ
КРЕМНИЯ НА САФИРЕ

Л.Т.Сакварелидзе, Т.Н.Бахия, И.М.Чхеидзе, А.А.Мирцхулава

В процессе охлаждения гетероэпитаксиальных структур кремния на сапфире (КНС) от температуры осаждения плёнки кремния до комнатной, в них, благодаря различию коэффициентов термического расширения материала плёнки и подложки, возникают напряжения. Эти напряжения в зависимости от конкретных условий создания структур и механических свойств плёнки и подложки при высоких температурах могут приводить к их пластическому течению или накапливаться в виде упругой деформации [1].

Это обстоятельство, наряду с наследованием плёнкой дефектного строения поверхности подложки в процессе выращивания, является одним из основных препятствий для получения совершенных гетероэпитаксиальных структур кремния на сапфире.

Механические свойства сапфира в районе температур осаждения и последующего охлаждения превосходят прочностные ха-

рактеристики кремния [2,3]. Поэтому естественным было бы ожидать, что термические напряжения, возникающие в системе сапфир-кремний, будут релаксировать, в основном, за счет протекания процессов пластической деформации в последнем [4, 5]. Механизм нагружения пленки кремния сапфиром в процессе охлаждения не имеет аналогов, принятых при классических испытаниях материалов на прочность. Это обстоятельство весьма затрудняет применение известных величин температурной зависимости прочности, скорости ползучести, упрочняемости и т.д. кремния для теоретического предопределения структурного состояния подложки и пленки после их охлаждения от температуры выращивания. Положение усложняется и тем, что необходимые данные о термических коэффициентах линейного расширения кремния и сапфира в гетероэпитаксиальных соотношениях отсутствуют. Для исследования пленок кремния на сапфире нами проведено послойное электронографическое исследование пленок от свободной поверхности до плоскости срастания с сапфиром.

Послойное исследование структуры пленок кремния проведено на электронографе ЭГ-100М при ускоряющем напряжении 60квт. После изучения поверхности образцы утонялись на необходимую величину в полирующем травителе, промывались в деионизованной воде и высушивались в сильной струе нейтрального газа. После каждого утонения проводился замер толщины пленки и ее электрических параметров. На рис. 1а дана электрограмма с исходной поверхности образца гетероэпитаксиальной пленки кремния, полученной при темпе-

ратуре 1000°C на поверхности подложки ориентации (1120).
Характер электрограммы говорит о довольно совершенном
строении структуры пленки.

На рис. 1б, 1в, 1г даны электронограммы с поверхности пленки кремния, утоненной до толщины 2 мкм, 1,5 мкм и 1 мкм соответственно.

Анализ электронограмм позволяет заключить, что первоначальная совершенная пленка по мере приближения к поверхности подложки переходит в поликристалл. Толщина деформированного слоя и его наличие или отсутствие зависят от конкретных технологических условий получения гетероэпитаксиальной структуры. Серией экспериментов было установлено, что чем выше температура выращивания пленки и меньше скорость охлаждения структуры от температуры выращивания, тем больше, при прочих равных условиях, глубина пластически деформированного слоя. Понижение температуры выращивания приводит не только к снижению напряжений, но и повышает механические свойства кремния.

Согласно данным работы [6], понижение температуры испытания на ползучесть от 800° до 750°C уменьшает скорость деформации кремния почти в четыре раза (90 мкм/мин. при 800°C и 25 мкм/мин. при 750°C , нагрузка $P=9,46$ кг/мм² в обоих случаях).

В этой же работе исследовано влияние легирующих добавок (бора и мышьяка) на скорость установившейся ползучести кремния.

Оказалось, что ползучесть монокристаллического кремния, легированного донорной примесью, выше, а легированного акцепторной примесью — ниже, чем ползучесть чистого

монокристаллического кремния.

Образцы n -типа проводимости с концентрацией, равной $2,08 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при температуре 750°C и нагрузке $P=9,45 \text{ кг/мм}^2$ имеют скорость ползучести $\dot{\alpha}_s = 400 \text{ мкм/мин.}$

Образцы p -типа проводимости с концентрацией, равной $6,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в тех же условиях деформировались со скоростью $\dot{\alpha}_s = 25 \text{ мкм/мин.}$

Таким образом, высокотемпературные прочностные свойства у монокристаллов кремния n -типа намного ниже, чем у кристаллов p -типа.

На рис. 2а, 2б, 2в и 2г даны электронограммы с исходной поверхности и после утонения образца гетероэпитаксиальной пленки кремния, выращенной при температуре 750°C . Область кремния, претерпевшего пластическую деформацию в результате охлаждения гетероструктуры, выражена очень слабо и, согласно замерам толщины, при которой появляются сплошные кольца на электронограмме, распространяется на $0,25 \pm 0,5 \text{ мкм.}$

При соблюдении определенных технологических условий выращивания (температура, скорость охлаждения и т.д.) область пластически деформированного кремния на сапфире может быть уменьшена, а в некоторых случаях полностью устранена.

Следует отметить, что понижение температуры выращивания пленки кремния на сапфире, для получения совершенной структуры по всей толщине пленки (или по её большей части), неминуемо связано с уменьшением скорости осаждения от величины $1 \pm 3 \text{ мкм/мин.}$ до $0,05 \pm 0,1 \text{ мкм/мин.}$ Кроме того, согласно нашим данным, пленки, выращенные из источника, ра-

ботающего в режиме сублимации, превосходят по своим электрофизическим параметрам гетероэпитаксиальные структуры, полученные при испарении из жидкой ванны. Последнее обстоятельство особенно проявляет себя при "низкотемпературном" (до 850–900°C) осаждении.

Как указывалось выше, при одном и том же уровне легирования скорость ползучести кремния *n*-типа намного превышает таковую для материала *p*-типа проводимости.

Это обстоятельство предъявляет особые требования к технологии выращивания гетероэпитаксиальных структур с пленкой кремния, легированной донорной примесью. Весьма вероятно, что низкий уровень электрофизических свойств пленок кремния *n*-типа проводимости связан с облегченной возможностью протекания процессов нарушения структуры пленки *p*-типа под воздействием термических напряжений при охлаждении от температуры выращивания.

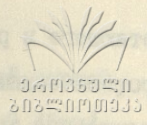
На основании проделанной работы можно сделать следующие выводы: подбором соответствующих температур осаждения, скорости охлаждения и легирующих добавок можно значительно уменьшить напряжения и деформации в гетероэпитаксиальных пленках кремния на сапфире.

Поступила 15.IV.1978

Проблемная лаборатория
физики полупроводников

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Slotterer, Sol. State Electr., 1968, vol. 11, N 10, 947.
2. G.F.Bolling W.A.Tiller, I.W.Rutter, Canad. J.Phys., 1956, vol. 34, 234–240.



3. E.L.Billing, Instr. Metals, 1954, vol. 83, 53-56.
4. H.Hollonay, L.C.Bobb, J.Appl. Phys., 1968, vol. 39, N 5, 2467-2469.
5. LL.Stokes, L.L.Demer, Trans. Metal. Soc AIME, 1965, N 10, 1901-1902.
6. М.Г.Мильвидский, В.Б.Освенский, О.Г.Столяров, Неорганические материалы, 2, № 4, 1966.

დ.საყვარელიძე, გ.ბახია, ი.ჩიქინძე, ა.მინცხუღავა

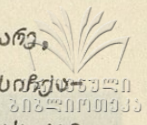
დაბნობის და დეფორმაციის სიღრმეობა-საფორმების
 გეომეტრიის სიღრმეობის სისწრაფის

რეზიუმე

სტრუქტურების მიღების ერთ-ერთ ძირითად სიძველეს წარმოადგენს დაბნობები, წარმოქმნილი საფორმის-სიღრმეობის სისწრაფის გამოვლისა საფორმისა და ფორმის გაფართოების თერმული კონტრაქციის გამოვლის განხილვის გამო.

მისთვის სამუშაოში ჩატარებული სიღრმეობის ფორმის ფორმირების ელექტრონოგრაფიული გამოკვლევა.

1000°C -ზე გაზრდილი სიღრმეობის 5 მკმ სისქის ფორმის გეოამონის სტრუქტურულად სრულყოფილია, გამყოფი გეოამონის მიმართულით შეიძლება სტრუქტურის გაფართოება. დაახლოებით 1 მკმ სისქის ფორმის ელექტრონოგრაფიულზე შეიძლება დეფორმირების რგოლები 750°C -ზე მიღებულ ფორმებში პლასტიკურად დეფორმირებული სიღრმეობის არე სუსტად არის გამოხატული. დეფორმირების რგოლები ელექტრონოგრაფიაზე შეესაბამება 0,25 მკმ სისქეებს.



საფორმირებელი სილიციუმის პლასტიკურად დეფორმირებული ანტი-
 გარკვეული ფრენოლოგიური პირობების (ფრეკვირატურა, მრეის სიჩქარე-
 რე, ტაცივების სიჩქარე) დაცივისას შეიძლება მიღიანად იქნას აცი-
 ლებული.

ნაჩვენებია, რომ ერთნაირი დეფორმებისას ცოცვის სიჩქარე n -
 ტიპის სილიციუმისათვის ბევრად ალემიაფება p -ტიპისას. ეს ტარე-
 ბოება უყენებს ტანსაკუთრებული მოთხოვნებს დონორული მინარევიით
 დეფორმული სილიციუმის ტირების მრეის ფრენოლოგიას საფორმირებ,

L.Sakvarelidze, T.Bakhia, I.Chkheidze, A.Mirtskhulava
 STRESS AND STRAIN IN HETEROEPIAXIAL
 SILICON ON SAPPHIRE FILMS
 Summary

Stresses occurring in the cooling process in the sapphire-silicon system due to the difference in thermal expansion coefficients between the film and the substrate are among the basic problems which inhibit producing perfect Si/Al₂O₃ heteroepitaxial structures.

In the present study a layer-by-layer electron diffraction examination of SOS films has been carried out. An initially perfect Si film, grown at 1000°C, while approaching the surface of the substrate transforms into a polycrystal. In the electron diffraction pattern one can easily see diffusion rings thinned down to I. At 750°C the area of Si, which has undergone elastic deformation due to cooling, is not very distinct. Solid rings in the electron diffraction pattern correspond to the thickness of 0,25.

Under proper technological growth conditions (temperature, evaporation rate, cooling rate) the area of elastically deformed silicon on sapphire can be completely eliminated.

The creeping rate of n-Si is shown to exceed that of p-Si at the same doping level. This fact places special requirements upon the technology of growing Si films doped with a donor impurity.

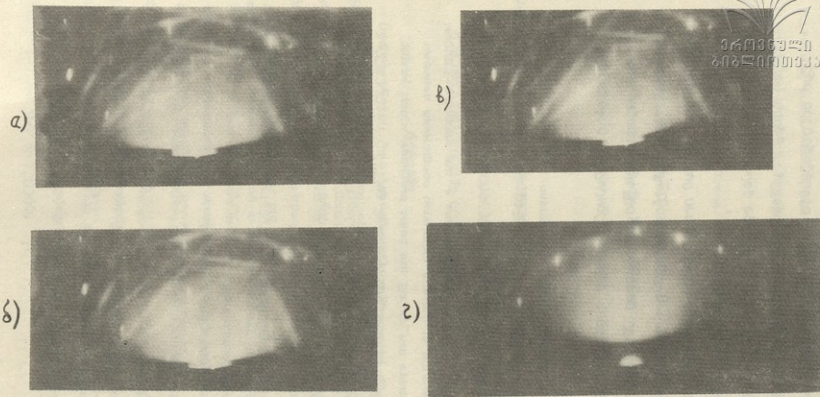
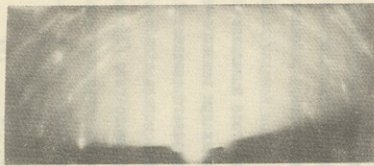


Рис. I. Электронограммы (сверху вниз):

- а) исходной поверхности плёнки кремния, напылённой при 1000°C ;
- б) с поверхности, утонённой до 2 мкм;
- в) до 1,5 мкм;
- г) до 1 мкм.

ა)



ბ)



გ)



დ)

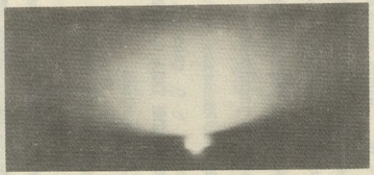


Рис.2. Электронограммы (слева направо):

- а) с поверхности плёнки кремния, напылённой при 750°C ;
- б) с поверхности, утонённой до 2 мкм;
- в) до 1,5 мкм;
- г) до 1 мкм.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

203, 1978

О ГРАВИТАЦИОННОМ СЖАТИИ ТЕЛА С ОБРАЗОВАНИЕМ
СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А.Н.Голубятников, А.Л.Каламкарёв

Построен ряд точных в целом неавтономных решений взрывного типа, описывающих эволюцию сжимающегося гравитирующего газового шара, в случае, когда за возникающей при этом ударной волной можно пренебречь влиянием гравитации, а спереди принять равным нулю давление. Для построения решений используется метод, предложенный в работах [1, 2].

Полученные решения описывают движение газа в галактиках, туманностях, газовых облаках и звездах при возникновении ударных волн на стадии их гравитационного сжатия. При этом, как известно, можно использовать модель адиабатического движения гравитирующего совершенного газа [3].

I. Уравнения адиабатического движения гравитирующего совершенного газа в случае сферической симметрии имеют вид:

$$\ddot{r} + 4\pi r^2 \rho'' + \frac{\kappa m}{r^2} = 0 ; \quad \rho = (\gamma - 1) f(m) \varphi^\gamma ; \quad \varphi = \frac{1}{4\pi r^2 e'} , \quad (I)$$



где $\tau(m, t)$ - закон движения среды, m - масса сферы радиуса τ , играющая роль лагранжевой переменной, ρ - плотность, p - давление, функция $f(m)$ связана с распределением энтропии, K - гравитационная постоянная.

$$\dot{\tau} = \frac{\partial \tau}{\partial t} ; \quad \tau' = \frac{\partial \tau}{\partial m} .$$

Пусть $m = M(t)$ - закон движения сильной расходящейся ударной волны. Тогда, в силу $p_1 = 0$, из условий на разрыве следует, что

$$\dot{M} = \frac{4\pi\tau^2\rho^2}{\sqrt{2}U_2} ; \quad \dot{\tau}_1 = \dot{\tau}_2 - \sqrt{2}U_2 . \quad (2)$$

Здесь $U = f(m)g^{\gamma-1}$ - удельная внутренняя энергия.

Цифрами 1, 2 обозначены соответственно состояния газа перед и за ударной волной.

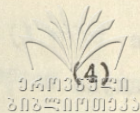
Перед ударной волной $p = 0$ (пыль) и уравнения (I) могут быть полностью проинтегрированы. Если решение за ударной волной задано, то из условий (2) определяются закон движения ударной волны и две произвольные функции, связанные с начальным состоянием пыли. При образовании ударной волны возможно выделение энергии (сильный взрыв [3]).

Естественный интерес представляют решения для пыли, достаточно далеко продолжимые в прошлое. Исследование неравенства $\tau' > 0$ при $-\infty < t < T(m)$, $m > 0$, $T(M(t)) \equiv t$, приводит к следующему критерию существования решения для пыли:

$$\dot{\tau} < 0 ; \quad h \geq 0 ; \quad h' \geq 0 , \quad (3)$$

где

$$h(m) = \frac{\dot{z}^2}{2} - \frac{\kappa m}{z} = \frac{(\dot{z}_2 - \sqrt{2} U_2)^2}{2} - \frac{\kappa m}{z}$$



при $h=0$:

$$z = \left(\frac{9\kappa m}{2} \right)^{\frac{1}{3}} [t_0(m) - t] \quad (5)$$

и при $h>0$:

$$z = \frac{\kappa m}{2h} (ch\eta - 1); \quad t_0(m) - t = \frac{\kappa m}{(2h)^{\frac{3}{2}}} (sh\eta - \eta). \quad (6)$$

Если $h(0) > 0$, то до образования ударной волны имеется полость. Функция t_0 находится из условия непрерывности z .

Отметим, что движение пыли аппроксимирует снизу сжатие среды при отрицательном градиенте давления. В силу $p=0$, метод построения решения применим при сжатии конечного тела вплоть до момента выхода ударной волны на его поверхность, после чего начинается разлет газа в пустоту. Неравенства, описывающие дальнейшее движение границы тела, приведены в работах [1,2].

2. Исследуем случай, когда за ударной волной можно пренебречь влиянием гравитации и использовать решение уравнений (I) при $\kappa = 0$. Строго говоря, приближение $\kappa \approx 0$ применимо к тем решениям уравнений (I), которые аналитически зависят от κ , входящего в некоторый малый безразмерный параметр κ . В силу уравнения энергии

$$\left(\frac{\dot{z}^2}{2} + U - \frac{\kappa m}{z} \right)' + (4\pi\rho z^2 \dot{z})' = 0, \quad (7)$$



ИФМ СО АН
УРСР

условием применимости этого приближения является требование того, чтобы в области за ударной волной выполнялось неравенство

$$\frac{\kappa m}{2} \ll \frac{\dot{z}^2}{2} + U. \quad (8)$$

При этом функции h и t_0 определяются по формулам

$$h = \frac{(\dot{z}_2 - \sqrt{2U_2})^2}{2} \geq 0 \quad (9)$$

при $h=0$:

$$\left(\frac{9\kappa m}{2}\right)^{\frac{1}{3}} t_0^{\frac{2}{3}} = z_2 \quad (10)$$

и при $h>0$:

$$t_0 = T(m) + \frac{z_2}{\sqrt{2h}}. \quad (11)$$

3. Рассмотрим некоторые решения уравнений (I) при $\kappa = 0$ с разделением переменных. В случае равновесия за ударной волной имеем

$$\rho = \rho_0 = const, \quad z = z(m). \quad (12)$$

Закон движения ударной волны вычисляется в квадратурах. Так же в конечном виде находятся функции h и t_0 , характеризующие движение пыли, $h = U(m) > 0$, причем при образовании ударной волны энергия сохраняется.

Условия продолжимости (3) выполнены, если внутренняя энергия $U(m)$ не убывает. Условие (8) дает еще одно ограничение на функцию $z(m)$. Например, если

$$z = \left(\frac{3m}{4\pi\rho_0}\right)^{\frac{1}{3}}; \quad \rho = \rho_0 = const, \quad (13)$$

что соответствует однородному состоянию газа за ударной волной, эти условия выполняются при достаточно малых κ . В качестве малого параметра можно принять $\kappa = \frac{\kappa \rho_0^2 \tau_0^2}{\rho_0}$, где τ_0 - радиус тела, вычисленный в момент выхода ударной волны на его поверхность. Причем, в силу $h > 0$, пыль при $t = -\infty$ имеет ненулевую скорость $\dot{z} = -\sqrt{2h}$, направленную к центру, связанную с "начальной" фокусировкой.

4. Более естественной представляется задача о свободном падении пыли в собственном поле тяжести. В этом случае $h = 0$ и за ударной волной будет иметь место разлет газа ($\dot{z}_2 > 0$).

Пусть за ударной волной реализуется автомодельное решение уравнений (I) при $\kappa = 0$ со скоростью, линейной по радиусу [3,4], зависящее от двух размерных параметров:

a , $[a] = M T^{-\beta}$ и b , $[b] = L T^{-\alpha}$. В силу уравнений движения, условие $h = 0$ выполняется только при $\alpha = \frac{\gamma+1}{3\gamma-1}$, $\beta = \frac{4(\gamma-1)}{3\gamma-1}$. Данное приближение соответствует решению Л.И.Седова задачи о сильном взрыве в среде с переменной плотностью [3]. Решение за ударной волной имеет вид:

$$z = \frac{b}{a^{\frac{2}{\gamma}} t^{\frac{2}{3\gamma-1}}} m^{\frac{1}{\gamma}}; \quad \dot{z} = \frac{2 b m^{\frac{1}{\gamma}}}{(3\gamma-1) a^{\frac{2}{\gamma}} t^{\frac{3(\gamma-1)}{3\gamma-1}}}, \quad (I4)$$

$$\rho = \frac{a^{\frac{3}{\gamma}} m^{\frac{1}{\gamma}}}{\pi b^{\frac{3}{\gamma}} t^{\frac{6}{3\gamma-1}}}; \quad p = \frac{2(\gamma-1) a^{\frac{1}{\gamma}} m^{\frac{1}{\gamma}}}{\pi(3\gamma-1)^2 b t^{\frac{6\gamma}{3\gamma-1}}}.$$

Ударная волна возникает при $t = 0$ и движется по закону $M(t) = \mu a t^{\frac{4(\gamma-1)}{3\gamma-1}}$, где $\mu > 0$ - постоянная

определяемая начальными условиями задачи. Из соотношения (10) находим

$$\left(\frac{g\kappa}{2}\right)^{\frac{1}{2}} t_0(m) = \frac{b^{\frac{3}{2}} m^{\frac{\gamma-2}{2(\gamma-1)}}}{a^{\frac{3(\gamma-1)}{2(\gamma-1)}} m^{\frac{3}{4(\gamma-1)}}} \quad (15)$$

При $t < 0$ плотность и скорость движения пыли (5)

$$\rho = \left\{ b \kappa \kappa(t_0 - t) \left[\frac{3(\gamma+1)}{4(\gamma-1)} t_0 - t \right] \right\}^{-1}; \quad \dot{v} = - \frac{\left(\frac{4\kappa m}{3}\right)^{\frac{1}{2}}}{t_0(m) - t} \quad (16)$$

ограничены и стремятся к нулю при $t \rightarrow -\infty$. При $t = 0$ в центре образуется особенность, которая, по предположению, "инициирует" выделение энергии $E_0 = \int_0^{M(t)} \left(\frac{\dot{v}^2}{2} + U_s\right) dm - \int_0^{M(t)} h(m) dm$ и возникновение расходящейся ударной волны. В рассматриваемом случае

$$E_0 = \frac{8M^{\frac{3}{2}} a b^2}{3(3\gamma-1)^2} \quad (17)$$

Полученное решение имеет физический смысл только в области значений (m, t) , в которой выполняется условие (8), причем эта область должна содержать начальную точку и участок траектории ударной волны. За ударной волной $0 \leq m \leq M a t^{\frac{4(\gamma-1)}{3\gamma-1}}$ выражение

$$\frac{\kappa m}{2\left(\frac{\dot{v}^2}{2} + U\right)} = \frac{(3\gamma-1)^2 a^{\frac{3}{2}} \kappa m^{\frac{1}{2}} t^{\frac{2(3\gamma-4)}{3\gamma-1}}}{4b^3} \quad (18)$$

должно быть меньше заданного малого параметра \mathcal{K} . Это имеет место только при $\gamma > \frac{9}{7}$. Причем в случае $\gamma > \frac{9}{7}$ рассматриваемое приближение оправдливо до момента времени

$$\hat{z} = \left[\frac{4 \beta^3 \kappa}{(\gamma-1) \kappa \alpha M^{\frac{1}{2}}} \right]^{\frac{\gamma-1}{\gamma-9}}$$

Если $\gamma = \frac{9}{7}$, должно выполняться условие

$$\frac{100 \kappa \alpha M^{\frac{1}{2}}}{49 \beta^3} \leq \kappa. \quad (20)$$

Отметим, что формулы (19,20) дают ограничение на параметры коллапсирующего тела и энергию взрыва, если приближение $\kappa \approx 0$ справедливо вплоть до выхода ударной волны на его поверхность.

5. Рассмотрим гравитационное сжатие тела массы \mathcal{M} в случае, когда в момент выхода ударной волны на его поверхность реализуется плотность газа в диапазоне:

$$10^2 \leq \hat{\rho}_2 \leq 10^{16} \left(\frac{\text{г}}{\text{см}^3} \right). \quad (21)$$

Используя известные уравнения состояния вещества при больших плотностях [5] и условие применимости приближения $\kappa \approx 0$, по заданным $\hat{\rho}_2$, κ можно найти максимальное допустимое \mathcal{M} и энергию взрыва E_0 по формулам

$$\mathcal{M} = \left[\frac{2 \hat{P}_2 \kappa}{(\gamma-1) \kappa \pi^{\frac{1}{2}} \hat{\rho}_2^{\frac{3}{2}}} \right]^{\frac{2}{3}}; \quad E_0 = \frac{4 \hat{P}_2 \mathcal{M}}{3(\gamma-1) \hat{\rho}_2}. \quad (22)$$

В таблице приведены результаты расчета. При $10^2 \leq \hat{\rho}_2 \leq 10^6 \left(\frac{\text{г}}{\text{см}^3} \right)$ используется уравнение состояния вырожденного нерелятивистского электронного газа, при $\hat{\rho}_2 = 10^8 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ - ультрарелятивистского. При $10^{12} \leq \hat{\rho}_2 \leq 10^{16} \left(\frac{\text{г}}{\text{см}^3} \right)$ реализуется вырожденный нейтронный нерелятивистский газ и при $\hat{\rho}_2 = 10^{16} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ - ультрарелятивистский. $\kappa = 10^{-2}$.

$\hat{\rho}_2 \left(\frac{г}{см^3} \right)$	γ	$\hat{\rho}_2 \left(\frac{г}{см^2} \right)$	$\mathcal{M}(г)$	$E_0 (эрг)$
10^2	$\frac{5}{3}$	$6,7 \cdot 10^{15}$	10^{28}	$1,3 \cdot 10^{42}$
10^4	$\frac{5}{3}$	$1,4 \cdot 10^{19}$	10^{29}	$2,8 \cdot 10^{44}$
10^6	$\frac{5}{3}$	$3,1 \cdot 10^{22}$	10^{30}	$6,2 \cdot 10^{46}$
10^8	$\frac{4}{3}$	$2,2 \cdot 10^{25}$	$5,2 \cdot 10^{30}$	$4,6 \cdot 10^{48}$
10^{12}	$\frac{5}{3}$	$5,5 \cdot 10^{29}$	$7 \cdot 10^{28}$	$7,7 \cdot 10^{46}$
10^{14}	$\frac{5}{3}$	$1,2 \cdot 10^{33}$	$7 \cdot 10^{29}$	$1,7 \cdot 10^{49}$
10^{16}	$\frac{4}{3}$	$2,6 \cdot 10^{36}$	$2 \cdot 10^{31}$	$2,1 \cdot 10^{52}$

В заключение коснемся вопроса о механизме, способном выделить требуемое количество энергии. Следуя оценкам, приведенным в работе [6] (стр.133), для выделения энергии E' должно превратиться около $\frac{150 E'}{c^2}$ г массы при протон-протонной ядерной реакции и углеродном цикле и около $\frac{1500 E'}{c^2}$ г массы при тройном столкновении α -частиц. $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$.

Поступила 13.IV.1978

Механико-математический
факультет М Г У

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н.Голубятников, О сферически-симметричном движении гравитирующего газа при наличии сильной ударной волны. ДАН СССР, т.227, № 5, стр.1067, 1976.

2. А.Н.Голубятников, О сферически-симметричном движении релятивистского гравитирующего газа при наличии ударной волны. ДАН СССР, т.233, № 3, стр.318, 1977.
3. Л.И.Седов, Методы подобия и размерности в механике, "Наука", 1977.
4. К.П.Станюкович, Неустановившиеся движения сплошной среды, "Наука", 1971.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Статистическая физика, часть I, "Наука", 1976.
6. М.Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.

ა. გოლუბიატნიკოვი, ა. კალამიკაროვი

შენი გრავიტაციული დაკავშირების თეორია
 რელატივისტური სფერული სიმეტრიის შემთხვევაში

რეზიუმე

ნამოკლები ნაშრომი გრავიტაციული სფერული სიმეტრიის შემთხვევაში აღიწერს მათემატიკურ მოდელს განსაკუთრებით ადგილობრივი ტიპის ბუსტონის ამონახსნების მიხედვით რიგი სფერული სიმეტრიის შემთხვევაში.

ნაჩვენებია, რომ მიღებული ამონახსნები აღწერენ ვარსკვლავების კაპიციტის, ნისლოვანებში, გაზურ რეზონანსსა და ვარსკვლავების კაპიციტის მოძრაობას რელატივისტური გრავიტაციის განტოლების მიხედვით მათი გრავიტაციული ვეგუმენტის სფერული.



ON THE GRAVITATION COMPRESSION OF BODIES WITH
THE FORMATION OF STRONG SHOCK

WAVES

Summary

A number of accurate solutions of explosive-type equations of adiabatic motion of gravitating perfect gas under spherical symmetry has been found.

It is shown, that the obtained solutions describe the motion of gas in galaxies, nebulae gas clouds and stars upon origination of shock waves, at the stage of their gravitation and compression.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

203, 1978

РАСЧЕТ СВЕРХТОНКИХ ПОЛЕЙ И ЯМР СПЕКТРОВ Co^{59}
В РАЗБАВЛЕННЫХ СПЛАВАХ КОБАЛЬТА

Т.М.Шавишвили, И.Г. Килиптари

За последние пятнадцать лет магнитное возмущение и сверхтонкие (СТ) взаимодействия в бинарных ферромагнитных сплавах на основе Fe , Co и Ni были предметом многочисленных исследований, проводимых ядерным магнитным резонансом (ЯМР), эффектом Мёсбауэра (ЭМ), нейтронографией и магнитными измерениями. К настоящему времени наиболее детально изученными следует считать сплавы железа с переходными и непереходными металлами. Большое количество экспериментально накопленных данных дало возможность разработать определенные методы, дающие хорошие результаты при интерпретации спектров ЯМР и ЭМ на ядрах Fe^{57} в разбавленных сплавах на основе железа: был выяснен характер магнитного возмущения и окрестности примесного иона, вид кривой поляризации электронов проводимости (ПЭП), уточнены значения магнитных моментов примесей, введенных в матрицу железа $[I]$. Интенсивно ведется также исследование сплавов на основе кобальта, однако полученные к настоящему времени экспериментальные данные не отличаются

полнотой, различаются в деталях, что затрудняет проведение систематического и полного анализа и получение информации о характере ПЭП, магнитного возмущения и т.п. для матрицы Co.

В настоящей работе предлагается единая модель для расчета сдвигов СТ-полей и результирующей формы ЯМР спектров на ядрах Co^{59} в гцк разбавленных сплавах Co с элементами группы железа. Эта модель подобна той, которая была ранее развита для сплавов на основе железа [1], однако учитывает все существенные особенности и отличия матрицы Co от матрицы Fe . Для получения информации о матрице Co по предложенному методу подробно исследованы ЯМР Co^{59} спектры в серии разбавленных сплавов Co со всеми элементами переходной группы железа. В качестве иллюстрации приводятся спектры ЯМР Co^{59} в сплавах Co-V.

1. Сверхтонкое поле на ядрах Co^{59} в чистом гцк кобальте

Согласно существующим представлениям, СТ-поле, действующее на ядро Co в чистом металлическом Co, может быть представлено в виде [1-3]:

$$H^{Co} = H_{ср}^{Co} + H_s^{Co} + H_{\Sigma}^{Co}, \quad (1)$$

где H^{Co} - результирующее поле на ядре Co^{59} , непосредственно измеряемое на опыте с помощью ЯМР и равное $-215,8$ кГс при $4,2$ К; $H_{ср}^{Co}$ - СТ-поле, обусловленное поляризацией ионного остова магнитными $3d$ электронами рассматриваемого атома; H_s^{Co} - СТ-поле, обусловленное ПЭП собственным моментом, и H_{Σ}^{Co} - СТ-поле, связанное с ПЭП магнитными моментами окружающих атомов.

В металлическом ферромагнитном Co члены $H_{\text{ср}}^{\text{Co}}$ и H_{Σ}^{Co} пропорциональны магнитному моменту атома Co — μ_{Co} [3].
 Таким образом, из (1) можно получить:

$$H^{\text{Co}} = A \mu_{\text{Co}} + H_{\Sigma}^{\text{Co}}, \quad (2)$$

где A — коэффициент пропорциональности. Т.о., результирующее поле на ядре представлено как сумма вкладов, обусловленных самим атомом Co и соседними атомами.

Для численной оценки члена H_{Σ}^{Co} может быть использовано соотношение, предложенное Стирнс [1а]:

$$H^{\text{Co}} = (\mu_{\text{Co}} / \mu_{\text{Fe}}) (H_n^{\text{Co}} / H_n^{\text{Fe}}) H_{\Sigma}^{\text{Fe}} \quad (3)$$

где μ_{Co} и μ_{Fe} — магнитные моменты Co и Fe в собственных матрицах, равные соответственно 1.74 и 2.22 μ_B [4];

$H_n^{\text{Co}, \text{Fe}}$ — постоянные СТ-связи, отнесенные к магнитным моментам Co и Fe и равные 1, 26 и 1,15 мГс/ μ_B [1]; H_{Σ}^{Fe} — аналогичная H_{Σ}^{Co} величина для железа. Многочисленные ЯМР и ЭМ эксперименты дают для H_{Σ}^{Fe} значение — 145 кГс [1,9]. Тогда из (3) $H_{\Sigma}^{\text{Co}} = -126$ кГс, что дает для коэффициента $A = -51,5$ кГс/ μ_B .

Влияние окружающих атомов может быть учтено более дифференцированно, если выразить H_{Σ}^{Co} через сумму отдельных вкладов:

$$H_{\Sigma}^{\text{Co}} = \sum_{n=1}^N \Delta H_n M_n \mu_{\text{Co}}, \quad (4)$$

где ΔH_n — сдвиги СТ-полей, связанные с ПЭП в n -ой координационной сфере, отнесенные к магнитному моменту атома Co, а M_n — число атомов в n -ой сфере. Значения M_n в гтк решетке для первых шести координационных сфер приве-

дены в таблице I. В свою очередь ΔH_n можно непосредственно связать с осцилляциями спиновой плотности свободных электронов [4]:

$$\Delta H_n = \Delta \rho / \rho(R) H_n^{Co} \cdot n_s, \quad (5)$$

где n_s — число $4s$ электронов на атом Co. Функция $\Delta \rho / \rho(R)$ может быть взята в изотропном приближении теории РККИ (выражение 2I,7 монографии [4]) и для различных n_s дана на рис. I в виде сплошных линий. Так как осцилляции спиновой плотности затухают на расстоянии порядка двух постоянных решетки, суммирование в [4] может быть ограничено пятью ближайшими к выбранному Co координационными сферами.

2. Сдвиги СТ-полей и магнитное возмущение в сплавах Co

Рассмотрим теперь сплав Co с малыми примесями других элементов. При малом (порядка 1%) разбавлении взаимодействием примесей можно пренебречь [1]. Введение примеси в матрицу Co приводит к убывающему с расстоянием возмущению магнитных моментов матрицы в некотором объеме вокруг примеси [5,6]. Обозначим через Co_1, Co_2, \dots, Co_K атомы Co, являющиеся 1, 2, ... K соседями к примеси, а через $\Delta M_1, \Delta M_2, \dots, \Delta M_K$ изменения их же магнитных моментов. Магнитное возмущение атомов матрицы будет оказываться на СТ-поле на ядре атома Co_K как непосредственно, за счет изменения магнитного момента атома Co_K , так и через ПЭП. Обозначим через ΔH_K^{Co} сдвиги СТ-поля на ядре Co_K ; тогда, используя выражения (2) и (4), можно записать:

Значения параметров, используемых при расчетах

Сферы	1	2	3	4	5	6
M_n	12	6	24	12	24	8
$(r_1/r_n)^3$	1	0,35	0,193	0,125	0,089	0,068
ΔH_n (кГс/ M_n)	-8,50	-2,90	+1,45	+1,05	-0,77	

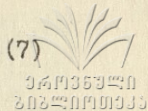
$$\Delta H_K^{Co} = A \Delta M_K + \sum_{n=1}^N \sum_{t=1}^{M_n} \Delta H_n \Delta M_t \quad (6)$$

В этом выражении вклад в СТ-поле от n -ой координационной сферы относительно выбранного атома СоК дается суммой $\sum_{t=1}^{M_n} \Delta H_n \Delta M_t$, где индекс t нумерует атомы в n -ой сфере, содержащей M_n различных атомов как кобальта, так и примеси. Очевидно, что n -я сфера содержит некоторое количество одинаково возмущенных атомов СоК, и т.о. суммирование по t можно заменить суммированием по количеству однотипных атомов. Обозначив через $M_t(K, n)$ числа однотипных атомов, являющихся n -ми соседями к выбранному атому СоК, (6) можно представить в виде:

$$\Delta H_K^{Co} = A \Delta M_K + \sum_{n=1}^N \sum_{t=K}^{M_n} \Delta H_n \Delta M_t M_t(K, n) \quad (6^*)$$

Ниже будет показано, что возмущение матрицы ограничивается 4-5-ю координационными сферами вокруг примеси, что даст основание для дальнейшего упрощения (6*):

$$\Delta H_K^{Co} = A \Delta f_K^M + \sum_{n=1}^5 \sum_{l=K}^{n \leq 5} \Delta H_n \Delta f_l^M M_l(K, n).$$



Рассматривая конкретную трехмерную модель гцк структуры, можно определить числа $M_l(K, n)$. Так, например, атом $Co1$ ($K=1$) содержит в своей первой сфере ($n=1$): 1 атом примеси ($M_1(1,1)=1$), 4 атома $Co1$ ($M_2(1,1)=4$), 2 атома $Co2$ ($M_3(1,1)=2$) и т.д. Числа $M_l(K, n)$ с соответствующими обозначениями приведены в таблице 2. В дальнейших расчетах предполагается, что коэффициенты A и ΔH_n не изменяются при переходе от чистого Co к его разбавленным сплавам.

Выразим в уравнениях (7) Δf_K^M через Δf_1^M . Согласно нейтронографическим исследованиям [5,6], возмущение моментов атомов Co примесью может быть представлено в виде степенной функции:

$$\Delta f_K^M = \Delta f_1^M (r_1/r_K)^m, \quad (8)$$

где r_1 и r_K - расстояния до 1-ой и K -ой сфер от атома примеси, а m - показатель степени, характеризующий возмущение матрицы и меняющийся от 2 до 4 [5,6].

Значения $(r_1/r_K)^m$ для $m=3$ приведены в таблице 1. В свою очередь Δf_1^M может быть определено, если известно изменение среднего магнитного момента сплава с концентрацией примеси - $d\bar{\mu}/dc$ [10]. Действительно, средний магнитный момент, приходящийся на атом сплава - $\bar{\mu}(c)$, может быть представлен в виде:

$$\bar{\mu}(c) = (1 + 1/\mu_{Co} \times d\bar{\mu}/dc \cdot c) \mu_{Co}, \quad (9)$$

Значения чисел M , (K, n) в гтк решетке

$K \backslash n$	1	2	3	4	5
$K=1$	Iприм	2CoI	4CoI	1CoI	2Co2
	4CoI	2Co3	2Co2	4Co3	4Co3
	2Co2	2Co5	4Co3	2Co5	2Co4
	4Co3		4Co4	5Co>6	4Co5
	1Co4		4Co5		12Co>6
$K=2$			2Co6		
			4Co>6		
	4CoI	Iприм	4CoI	4Co2	4CoI
	4Co3	4Co4	8Co3	4Co6	4Co5
$K=3$	4Co5	1Co8	12Co>6	4Co>6	16Co>6
	2CoI	1CoI	Iприм	2CoI	2CoI
	1Co2	2Co3	2CoI	1Co3	4Co3
	2Co3	3Co>6	2Co2	2Co5	2Co4
	2Co4		2Co3	7Co>6	2Co6
	2Co5		1Co4		14Co>6
	1Co6		4Co5		
$K=4$	2Co>6		12Co>6		
	1CoI	2Co2	4CoI	Iприм	2CoI
	4Co3	2Co6	2Co3	4Co4	4Co3
	2Co5	2Co>6	4Co5	7Co>6	2Co5
	5Co>6		14Co>6		16Co>6
$K=5$	1Co2	1CoI	2CoI	1CoI	Iприм
	2Co3	1Co5	4Co3	1Co8	2CoI
	1Co4	4Co>6	2Co4	2Co3	1Co2
	2Co5		2Co6	8Co>6	1Co4
	6Co>6		14Co>6		19Co>6

где c - концентрация примеси в ат.%-ах. Предположим, что N - число узлов сплава, тогда количество атомов примеси в сплаве будет Nc , а атомов Со - $N(1-c)$.

Рассматривая совокупность атомов в шести ближайших к примеси координационных сферах (всего 87 атомов в тцк решетке), следуя работе [1а], для суммарного магнитного момента сплава, содержащего N узлов, можно записать:

$$N\bar{m}(c) = N(1-87c)M_{Co} + N \sum_{k=1}^6 M_k (M_{Co} + \Delta M_k) c + Nc M_{\text{прим}}, \quad (10)$$

где $M_{\text{прим}}$ - магнитный момент примеси. Из (9) и (10)

получаем:

$$M_{Co} + d\bar{m}/dc = M_{\text{прим}} + \sum_{k=1}^6 M_k \Delta M_k. \quad (11)$$

Для кубического ($m = 3$) характера возмущения, использованием (8) и данных таблицы I, (11) сводится к виду:

$$M_{Co} + d\bar{m}/dc = M_{\text{прим}} + 22,912 \Delta M_1. \quad (12)$$

Аналогичные выражения можно легко получить и для других значений m . Значения M_{Co} , $d\bar{m}/dc$ и $M_{\text{прим}}$ известны из магнитных [10] и нейтронографических [5,6] измерений и т.о. выражения (11) и (12) позволяют найти для различных сплавов Со величину ΔM_1 .

3. Расчет спектров

Расчет спектров ЯМР основан на уравнениях (7), где ΔM_k выражены через ΔM_1 для различных значений m . На начальном этапе расчетов входящие в (7) величины ΔH_k определяются по (5), а функция $\Delta \rho/\rho(R)$ - в изотропном приближении теории РККИ для значений n_s в пределах

0,5 - 0,8 электрон-атом, обычно принимаемых для чистого Со [4]. Полученные величины $\Delta H_{1,2...5}^{Co}$ лежат в об-
нове расчета результирующей формы спектра по модели ад-
дитивности в предположении хаотического характера распре-
деления примеси, описываемого биномиальным законом [1,7].
При расчетах для отдельных спектральных компонент ис-
пользовались гауссова и лоренцова формы линий с ширинами,
зависящими от номера К и концентрации примеси. Посколь-
ку основными механизмами уширения в ферромагнитных спла-
вах рассматриваемого типа являются дипольные и псевдоди-
польные взаимодействия, пропорциональные разности магнит-
ных моментов атомов примеси и матрицы и убывающие с рас-
стоянием как $1/r^3$ [11], наибольшие ширины линий, как пра-
вило, использовались для сплавов с наибольшей разницей
магнитных моментов компонент, причем для данного сплава
наиболее уширенными брались линии, соответствующие $\Delta H_{1,2}^{Co}$.

Экспериментальные спектры ЯМР Со⁵⁹ в сплавах Со со
всеми элементами группы железа были получены на спектро-
метре спин-эхо с разрешением порядка 1 мГц, что позво-
лило уточнить ряд деталей в распределении СТ-полей и ин-
тенсивностей в спектрах. Процедура сравнения между рас-
четными и экспериментальными данными проводилась на ЭМ,
при этом рассматривалось более 20 спектров разбавленных
сплавов по всей системе Со-3d. Тщательное сопоставление
экспериментальных и теоретических кривых позволило зак-
лючить, что полученные по теории РККИ значения $\Delta H_{1,2}$
дают удовлетворительное согласие для значений $m = 3$.
Анализ некоторых расхождений, имеющих место в области

частот 220–235 мГц, показал, что они обусловлены положительным значением ΔH_2 . На следующем этапе расчета значения ΔH_{rz} последовательно варьировались, подобно тому, как это обычно делается при анализе мёсбауэровских спектров [1,7], с целью получения наилучшего согласия вычисленных спектров с экспериментальными. Последовательное сопоставление, проведенное с помощью ЭВМ, позволило установить наиболее вероятные значения ΔH_{rz} в матрице Со, а также возможные пределы их изменения, дающие все еще удовлетворительное описание спектров. Значения ΔH_{rz} , полученные с помощью этой процедуры, приведены в таблице 1 и даны в виде кружочков на рис.1. Кроме этого выяснилось, что наилучшее описание спектров достигается при использовании гауссовой формы линии для отдельных спектральных компонент.

На рис. 2 а) и б) в качестве иллюстрации представлены спектры ЯМР Со⁵⁹ для сплавов Со + 3 ат.% V и Со + 1 ат.% V. Сплошные линии соответствуют расчетным данным, точками отмечены экспериментальные результаты. Вертикальными черточками с одиночными индексами показаны резонансные частоты ядер Со, имеющих один атом примеси в соответствующей сфере при условии, что в остальных сферах атомы вандерваля отсутствуют; черточки с двойными индексами соответствуют резонансным частотам ядер Со, имеющих различные комбинации примесных атомов в своей окрестности. Как отмечалось выше, предлагаемый метод, строго говоря, пригоден только для разбавленных сплавов, когда взаимодействием примесей можно пренебречь. Несмотря на это, в рамках рассматриваемого

мой модели удается получить хорошее описание экспериментальных данных вплоть до концентрации примеси, составляющей 3 ат.% V. Некоторое расхождение, имеющее место в ВЧ в области 222-230 мГц, связано с наличием дефектов упаковки и примеси гпу фазы, всегда присутствующих в гдк Co [9].

Необходимо подчеркнуть, что сдвиги полей ΔH_n чрезвычайно чувствительны к значениям $d\bar{m}/dc$ и $\mu_{\text{прим}}$. Хорошее разрешение полученных спектров позволило нам уточнить эти величины для ряда сплавов. В частности, для сплава Co-V использованные значения $d\bar{m}/dc$ и $\mu_{\text{прим}}$ составляют $-6,0 \mu_B/\text{атом}$ [10] и $-0,6 \mu_B$ соответственно. Последнее значение уточняет данные, полученные из нейтроннографических измерений в гпу сплавах Co-V ($0 \pm 0,7$) μ_B [6].

Наиболее интересным результатом расчетов является то, что значения ΔH_n , а следовательно $\Delta\varphi/\varphi(R)$ в чистом Co могут быть определены из анализа экспериментальных данных по ЯМР Co^{59} в разбавленных сплавах Co. Тот факт, что кривая ПЭП в матрице Co несколько отличается от форм, предсказываемых теорией РККИ, не является неожиданным: как показали теоретические исследования Уотсона и Фримена [2,3], это отклонение в металлических ферромагнетиках может быть связано с эффектами межзонного смешивания и обменным усилением электрон-электронной корреляции. Однако указанные эффекты были рассмотрены для металлического гадолиния и полученные результаты не могут быть непосредственно перенесены на матрицу Co. С другой стороны, хорошее описание

картины распределения интенсивностей в разбавленных сплавах Co указывает на справедливость применения биномиального распределения при условии последовательного учета вкладов в общую интенсивность от всех спутниковых линий с определенным образом выбранными ширинами. Как отмечалось выше, простые закономерности в уширении отдельных спутниковых линий могут быть объяснены дипольными и квадрупольными взаимодействиями.

Вопросы, связанные с интерпретацией спектров концентрированных сплавов Co с элементами группы железа, равно как и сплавов с элементами других групп периодической системы Менделеева, будут опубликованы позднее.

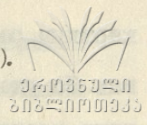
Авторы благодарят Д.В.Аревадзе за помощь в работе.

Поступила 19.IV.1978.

Кафедра радиофизики.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.B. Stearns, a) Phys. Rev. B9, 2311 (1974); b) ibid. B34, 4081 (1971); ibid. B8, 4383 (1975).
2. R.E. Watson, A.J. Freeman, Phys. Rev., 2027 (1961).
3. R.E. Watson, A.J. Freeman, Hyperfine Interactions, eds A.J. Freeman and R.B. Frankel, Academic Press, London, 1967, p.53,226.
4. С.В. Вонсовский. Магнетизм "Наука", 1973.
5. G.G. Low, J. Appl. Phys., 39, 1174 (1968).
6. J.W. Cable, T. Hicks, Phys. Rev., B2, 176 (1970).
7. C. Manohar, V.K. Kelkar, Phys. stat. solidi (b), 735 (1976).
8. G.K. Wertheim, V. Jaccarino, J.H. Wernick, D.H. Buchanan, Phys. Rev. Lett., 22, 24 (1964).



- 9. P.C.Riedi, P.G.Scurlock, Proc. Phys. Soc., 92, 117 (1967).
- 10. W.Lomer, W.Marshall, Phil. Mag., 3, 185 (1958).
- 11. G.A.Murray, W.Marshall, Proc. Phys. Soc., 86, 315 (1965).

თ. შავიშვილი, ი. კილიპარი

ბადანი ვალდისა და Co^{59} ბირთვული მაგნიტური რეზონანსის
სპექტრების გამოვლენა Co -ის მანკანაბრული შენეობის შემთხვევაში

რეზიუმე

წარმოადგენილია Co^{59} ბირ-ის სპექტრების გამოვლის მეთოდ-
ური კომპლექსიანი განხილვის შედეგები და მათი გამოყენების
შესახებ განხილვა. მეთოდი ეფუძნება არსებულ მუდმივობებს და მათი
განხილვის მიზნად ისახავს მათი გამოყენების შესახებ და კავშირის
განხილვის შესახებ და შედეგების გამოყენების შესახებ განხილვის
შესახებ. გამოვლილი სპექტრების შედეგები ექსპერიმენტულად
გადავლეს ინტერნაციონალური კონგრესის შედეგების სპინური სიმეტრი-
ის შესახებ განხილვის შესახებ და მინარევი კომპლექსის მაგ-
ნიტური რეზონანსის შესახებ შედეგების შესახებ. მეთოდი ილუსტრირებულია
 Co^{59} - ბირ-ის სპექტრების $Co-V$ შენეობის შემთხვევაში.

T. Shavishvili I. Kiliptari

HYPERFINE FIELD SHIFTS AND Co^{59} NMR SPECTRA
CALCULATION IN DILUTE COBALT ALLOYS

Summary

A method is proposed for the Co^{59} NMR spectra calculation in
fcc dilute Co based alloys with the 3 d- transition-series elements. The
analysis is based on the general considerations concerning the nature

of the hyperfine fields in ferromagnetic matrix as well as on the relation between the hyperfine field and average saturation magnetization. Comparison of the calculated spectra with the measured ones carried out for the whole Co - 3d alloy system allows to obtain information about the conduction electron spin-density oscillations in the Co matrix and the host-moment perturbation in the vicinity of a solute. The method is illustrated by the ^{59}Co NMR spectra for $\underline{\text{Co}}-\text{V}$ alloys.

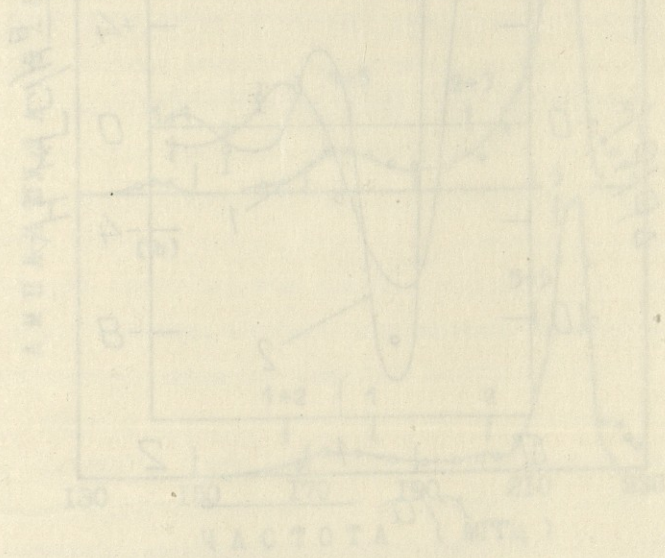


Fig. 2. ^{59}Co NMR spectra of $\text{Co}-\text{V}$ alloys. The curves are calculated for different values of the hyperfine field H_h and the host-moment perturbation ΔH_h . The parameters used are: $H_h = 100$ kOe, $\Delta H_h = 0$ kOe, $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24}$ J/T, $\mu_N = 5.05 \times 10^{-27}$ J/T, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Tm/A, $\mu_0 M_s = 1.256 \times 10^{-2}$ T, $\mu_0 H_h = 1.256 \times 10^{-2}$ T, $\mu_0 \Delta H_h = 1.256 \times 10^{-2}$ T. The curves are labeled with 'A', 'B', and 'C'.

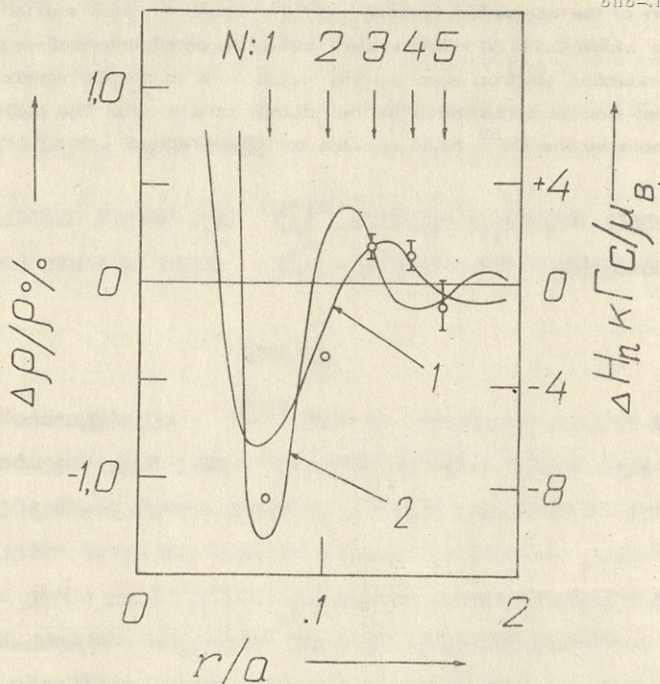


Рис. I. Осцилляции спиновой плотности $\Delta\rho/\rho(R)$ и сдвиги ΔH_n в РККИ приближении. Расчеты проводились с использованием параметров, обычно принятых для чистого гцк Co [4]: энергия Ферми - $E_F = 5\text{eV}$, постоянная решетки - $a = 3,56 \text{ \AA}$, спин магнитного иона $S \sim 1$, обменная постоянная $A_{sd}(0) = 0,9 \text{ eV}$ и $n_s = 0,4$ (кривая 1), $n_s = 0,6$ (кривая 2).

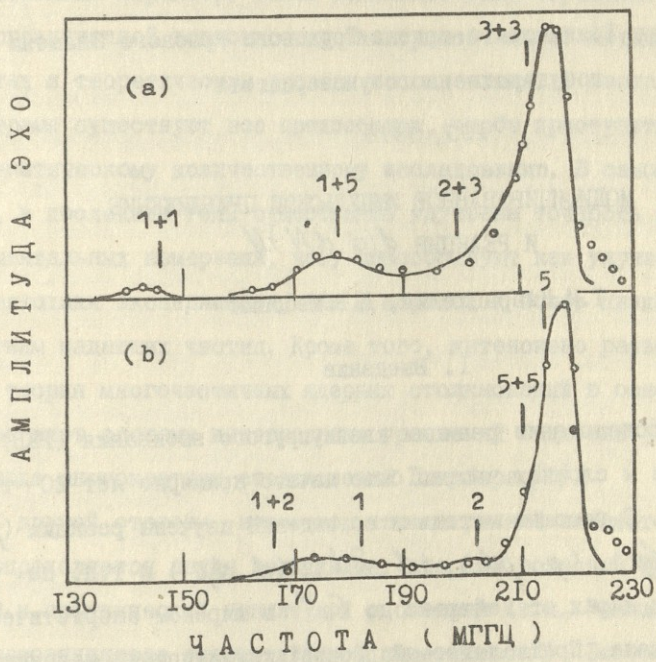


Рис.2. ЯМР Co^{59} спектры для сплавов $\text{Co} - \text{V}$. а) $\text{Co} + 3 \text{ ат.}\% \text{V}$, б) $\text{Co} + 1 \text{ ат.}\% \text{V}$. Спектры получены при температуре 4,2 К без приложенного магнитного поля.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

203, 1978

МОДИФИЦИРОВАННОЕ ИМПУЛЬСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ
И РЕАКЦИЯ $d(\alpha, \alpha N)N$

Т.И.Кварацхелия, Д.В.Мебония

I. Введение

Исследование реакции квазиупругого выбивания (РКВ) нуклонов и сложных частиц было начато примерно лет 20 тому назад. С помощью методики совпадений изучены реакции $(p, 2p)$, $(e, e'p)$, (p, pd) , $(\alpha, 2\alpha)$, $(\alpha, \alpha p)$ и т.д. на различных ядрах от дейтрона до Ca^{40} в широком энергетическом интервале. Предполагаемый простой квазиупругий механизм упомянутых процессов позволил связать их наблюдаемые характеристики с распределением нуклонов по оболочкам, импульсным распределением нуклонов и других кластеров и спектров их генеалогической связи в разных ядерных состояниях. Таким образом, были получены ценные сведения о ядерной структуре.

Некоторые из них до сих пор остаются уникальными, недоступными, другие же являются известным средством исследования. Таковы, например, данные о глубоких дырочных возбуждениях ядер — об энергии связи нуклонов, находящихся

на глубоких занятых оболочках, о характере таких возбуждений и т.д.



Однако до последних лет анализ РКВ носил в основном качественный характер. Такое положение было обусловлено как ограниченной возможностью экспериментальной методики, так и теоретическим уровнем исследования. В настоящее время существуют все предпосылки, чтобы приступить к систематическому количественному исследованию. В самом деле, в последние годы существенно улучшена точность экспериментальных измерений, чему способствуют как улучшения методики эксперимента, так и переход к более низким энергиям падающих частиц. Кроме того, интенсивно развивается теория многочастичных ядерных столкновений в основном за счет системы интегральных уравнений Фаддеева [1] и метода многократных столкновений Глаубера [2].

С другой стороны, известно, что матричный элемент РКВ определяется двумя величинами: ядерной волновой функцией и нефизической амплитудой рассеяния (т.н. "амплитудой рассеяния вне энергетической поверхности"). Поэтому, чтобы извлечь информацию об одной из них, необходимо знание другой. Кроме того, мы должны ввести определенное теоретическое предположение о механизме реакции. Все это, естественно, затрудняет проведение количественных исследований процессов выбывания, особенно в сложных ядрах.

Такая ситуация предсказывает, что систематическое количественное исследование РКВ разумно начать на примере развала дейтрона. В самом деле, здесь практически не возникает вопроса о волновой функции дейтрона, поскольку все

известные функции дают почти одинаковые результаты, а эффект ухода от энергетической поверхности не должен быть сильным из-за слабой связи дейтрона.

Следует отметить, что до настоящего времени дейтрон является самым "популярным" объектом изучения РКВ как для экспериментаторов, так и для теоретиков. По-видимому, это обусловлено двумя обстоятельствами. Во-первых, развал дейтрона является само по себе интересной задачей, где в самой полной мере можно получить информацию о механизме РКВ нуклонов, всесторонне исследовать различные аспекты трехтельных столкновений. Во-вторых, развал дейтрона является простейшей задачей РКВ, что позволяет провести систематические методические исследования, чтобы полученные результаты можно было бы обобщить на случаи сложных ядер. Это позволит получить важную информацию о структуре сложных ядер, в частности о их кластерной структуре.

Именно такие предположения побудили нас обратиться к реакции $d(\alpha, \alpha N)N$, чтобы провести дальнейшее развитие и обоснование того подхода, который был применен ранее для реакции $d(p, 2p)n$ [3]. В настоящей работе мы демонстрируем наши первые результаты исследования в этом направлении.

2. Кинематика реакции

Определим все кинематические параметры реакции в лабораторной системе. Падающей частице присвоим номер 1, а ядро-мишень условно разобьем на два фрагмента и присвоим номера 2 и 3. При этом 2 означает фрагмент, который реги-

стрируется в конце реакции на совпадение с частицей I.

Обозначим массы частиц через m_i ($i=1,2,3$), кинетические энергии, импульсы и относительные импульсы соответственно через $E_i, \vec{p}_i, \vec{p}_{ik}$ (начальное состояние) и $E'_i, \vec{p}'_i, \vec{p}'_{ik}$ (конечное состояние). При этом $ik=12,23,31$. $\Omega_i(\theta_i, \varphi_i)$ означают телесные углы рассеяния конечных частиц. Мы рассмотрим лишь компланарную кинематику, когда все импульсы лежат на одной плоскости, поэтому $\mathcal{L}_i = 0$ (подавляющее большинство экспериментов соответствуют такому рассмотрению). Орбитальные и полные угловые моменты (со своими проекциями) обозначим через $l_{ik}(n_{ik})$ и $J_{ik}(M_{ik})$ соответственно, а проекции собственного момента - через ν_i, ν_{ik} .

Кроме того, мы ограничимся лишь нерелятивистской кинематикой, поскольку будут рассмотрены области невысоких энергий ($E < 100 \text{ Mev}$). Поэтому законы сохранения энергии и импульса имеют вид:

$$E_1 - Q = E'_1 + E'_2 + E'_3, \quad (1)$$

$$\vec{p}_1 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 + \vec{p}'_3. \quad (2)$$

Здесь Q - порог реакции.

При исследовании РКВ обычно задается энергия падающих частиц E_1 и мерится трехмерное дифференциальное сечение, зависящее от E'_1, θ_1, θ_2 . Остальные три параметра (E'_2, E'_3, θ'_3) можно определить из условия законов сохранения (1) и (2). Далее трехмерное дифференциальное сечение проектируется по прямой, параллельной одной из трех осей. Например, проекция сечения вдоль оси

E'_1 дает "энергетическую функцию" при фиксированных θ_1 и θ_2 . Аналогично можно получить "функцию угловой корреляции" по одному углу, или по обоим симметричным углам. Нередко рассматривают т.н. полностью симметричную кинематику, когда $E'_1 = E'_2$ и $\theta_1 = -\theta_2$.

Следует отметить, что исследование сечения "во всех проекциях" способствует получению полного представления относительно особенностей хода трехмерного дифференциального сечения РКВ.

3. Модифицированное импульсное приближение (МИП)

Самым испытанным теоретическим методом исследования РКВ является импульсное приближение (ИП), введенное впервые Чу [4] для упругих столкновений в области высоких энергий. Матричный элемент РКВ в формализме Чу имеет вид:

$$M_{fi} \sim \rho_{\ell_{23}}(P'_3) T_{12}(\Delta\vec{p}), \quad (3)$$


где $\rho_{\ell_{23}}(P'_3)$ - фурье-образ радиальной волновой функции относительного движения частиц 2 и 3 $\psi_{\ell_{23}}(\tau)$ в начальном состоянии:

$$\rho_{\ell_{23}}(P'_3) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} j_{\ell_{23}}(P'_3 \tau) \psi_{\ell_{23}}(\tau) \tau^2 d\tau, \quad (4)$$

здесь $j_{\ell_{23}}(P'_3 \tau)$ - сферическая функция Бесселя, $T_{12}(\Delta\vec{p})$ - физическая T - матрица упругого рассеяния регистрируемых частиц, $\Delta\vec{p}$ - передаваемый ядру-мишени импульс.

Такой подход позволяет свести дифференциальное сечение РКВ к сечению упругого рассеяния частицы I на свободной частице 2, имеющей определенное импульсное распределение:

$$\frac{d^3 \delta}{dE_2' d\Omega_2' d\Omega_2} = K / \rho_{e_{23}} (\rho_3') / \left(\frac{d\delta}{d\Omega} \right)_{12}.$$

(5) 
 ИСТИНСКОЕ
 ЗНАНИЕ ПРИБЛИЖАЕТСЯ

Здесь K является кинематическим фактором. Именно формула (5) позволила получить первые интересные качественные результаты по РКВ.

Для перехода от качественного к количественному анализу целесообразным было бы провести "ревизию" ИП и, по возможности, связать его с более общей и современной теорией ядерных столкновений.

Прежде всего бросается в глаза, что входящая в формулу (3) физическая T-матрица не соответствует действительности процесса. Ее следует заменить определенной вне энергетической поверхности T-матрицей рассеяния, зависящей от трех параметров

$$T_{12}(\Delta \vec{p}) \longrightarrow T_{12}(\vec{p}'_{12}, \vec{p}_{12}; \mathcal{E}), \quad (6)$$

где \mathcal{E} - энергия, по которой надо построить T-матрицу. Оказалось, что в рамках ИП \mathcal{E} нельзя определить однозначно [5]. Однако, если ИП рассмотрим как приближение однократного столкновения, следующее из более общей теории Фаддеева, то \mathcal{E} равна относительной энергии частиц 1 и 2 в конечном состоянии \mathcal{E}'_{12} [6]. Следовательно, T-матрица с одного конца "лежит на энергетической поверхности" (это т.н. полуэнергетическая T-матрица):

$$T_{12}(\vec{p}'_{12}, \vec{p}_{12}; \mathcal{E}) = T_{12}(\vec{p}'_{12}, \vec{p}_{12}; \mathcal{E}'_{12}). \quad (7)$$

Кроме того, формулы (3) и (5) содержат вклад от столкновения лишь регистрируемых частиц, что может быть оправдано только для конкретного набора кинематических параметров. Однако в общем случае нельзя пренебречь вкладом от столкновения частиц 1 и 3 (результаты настоящей работы являются демонстрацией такого случая), тем более, если речь идет о количественном исследовании.

Таким образом, матричный элемент РКВ теперь примет вид:

$$M_{fi} \sim \rho_{\ell_{23}}(\rho'_3) T_{12}(\vec{p}'_{12}, \vec{p}_{12}; \mathcal{E}'_{12}) + \rho_{\ell_{23}}(\rho'_2) T_{31}(\vec{p}'_{31}, \vec{p}_{31}; \mathcal{E}'_{31}) \quad (8)$$

Однако проведение расчетов по формуле (8) не привело к желаемым результатам: теория дает слишком завышенное по величине сечение, да и форма сечения не всегда является удовлетворительной. Это привело к идее о существовании "эффектов искажения" в РКВ и о малости "эффективного числа" выбитых частиц в ядрах. Такое предположение не лишено основания в случае сложных ядер, но что делать с развалом дейтрона, если и там наблюдается совершенно аналогичная ситуация? Учет взаимодействия в конечном состоянии, также как и учет столкновений более высокого порядка (двухкратное и трехкратное столкновения), эффективен лишь в некоторых частных случаях (порой они даже ухудшают согласие теории с экспериментом) [7]. Отсюда можно было бы заключить, что развал дейтрона следует изучить на основе решения точной трехчастичной задачи (например, решение системы уравнений Фад-

деева). Однако практическое осуществление такой программы связано с преодолением большой технической трудности (нужно огромное количество машинного времени!).

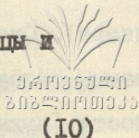
Поэтому до прихода к такому "крайнему" заключению попробуем еще раз пересмотреть формулу ИП (8). Содержащийся в ней Фурье-образ волновой функции связанного состояния определен так, что частицы 2 и 3 могут находиться на любом расстоянии друг от друга, когда с ними сталкивается частица 1. Не нарушает ли это условия "однократного соударения", заложенного в основе ИП? Может быть наблюдаемая картина квазиупругого выбивания является результатом такого парного соударения, когда третья частица находится достаточно далеко от "событий?" Если предположить, что это так, мы должны заменить функцию $\rho_p(q)$ т.н. "обрезанным Фурье-образом" волновой функции $g_p(q, R)$

$$g_p(q, R) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_R^{\infty} \int_p(qz) \Psi_p(z) z^2 dz. \quad (9)$$

Однако возникает вопрос: с чем связать "радиус обрезания" и как его определить? Из общих соображений следует, что R зависит от энергии столкновения, причем с уменьшением энергии он должен увеличиваться. В самом деле, с уменьшением энергии увеличивается длина волны падающей частицы λ и, следовательно, она может одновременно "задеть" обе частицы ядра-мишени. Учитывая зависимость λ от энергии ($\lambda \sim E^{-1/2}$), мы выбираем простейшую функциональную связь между R и

энергией относительного движения падающей частицы и ядра-мишени E :

$$R = CE^{-\frac{1}{2}},$$



где C - некоторая константа.

Таким образом, замена $\rho_p(q) \rightarrow g_p(q, R)$ приводит к модифицированному импульсному приближению (МИП), которому соответствует матричный элемент:

$$M_{ji} \sim g_{\rho_{23}}(\rho'_3; R) T_{12}(\vec{P}'_1, \vec{P}'_2; \mathcal{E}'_{12}) + g_{\rho_{23}}(\rho'_2; R) T_{31}(\vec{P}'_1, \vec{P}'_3; \mathcal{E}'_{31}). \quad (II)$$

4. Сечение реакции

Согласно общей теории рассеяния [8], дифференциальное сечение реакции с тремя частицами в конечном состоянии имеет вид

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{m_1}{\rho_1} |\overline{M_{ji}}|^2 \delta(E_i - Q - E'_1 - E'_2 - E'_3) d\vec{p}'_1 d\vec{p}'_2. \quad (I2)$$

Черта над квадратом матричного элемента означает усреднение по ориентациям начальных угловых моментов и суммирование по конечным. Кроме того, все величины определены в системе единиц $\hbar = c = 1$.

Если в (I2) проинтегрируем по энергии E'_2 , то трехмерное дифференциальное сечение РКВ примет вид:

$$\frac{d^3\sigma}{dE'_1 d\Omega_1 d\Omega_2} = (2\pi)^4 m_1^2 m_2 \frac{\rho'_3}{\rho_1} \sum_{\rho'_2} \rho'_2 \left| 1 + \frac{m_2}{m_3} \left[1 - \frac{\rho_2}{\rho'_1} \cos \theta_2 + \frac{\rho'_1}{\rho_2} \cos(\theta_1 - \theta_2) \right] \right|^{-1} |\overline{M_{ji}}|^2. \quad (I3)$$



Для реакции $d(\alpha, \alpha N)N$ формулу (13) в развернутом виде можно записать так:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{25\pi}{6m_2} \frac{P_1'}{P_1} \sum_{P_2'} \frac{P_2'}{P_2} \left[\frac{P_2}{P_2'} \cos\theta_2 + \frac{P_2'}{P_2} \cos(\theta_2 - \theta_2') \right]^{-1} \quad (14)$$

$$\cdot \sum_{\substack{\nu_{23} \nu_2' \nu_3' \\ \text{Здесь}}} |M_{ji}|^2.$$

$$M_{ji} = \sum_{\ell_2 n_2 n_2' j_{12} M_{12}} \langle \ell_2 n_2 \frac{1}{2} \nu_2' | j_{12} M_{12} \rangle \langle \ell_2 n_2 n_2 \frac{1}{2} \nu_2 | j_{12} M_{12} \rangle \quad (15)$$

$$\cdot \langle \frac{1}{2} \nu_2 \frac{1}{2} \nu_3' | 1 \nu_{23} \rangle.$$

$P_{\ell_2}^{n_2}(\hat{p}_{12}') P_{\ell_2}^{n_2}(\hat{p}_{12}) g_0(p_2' R) T_{\ell_2}^{j_{12}}(P_{12}', P_{12}; P_{12}')$ + такой же член с перестановкой частиц ($2 \rightleftharpoons 3$) где $P_{\ell}^{n'}(\hat{p})$ - нормированные присоединенные полиномы Лежандра, а функция $g_0(q, R)$ соответствует одному из вариантов функции Хельтена для S - состояния дейтрона:

$$g_0(q, R) = \frac{2}{\beta - \gamma} \left\{ \frac{\beta \gamma (\beta + \gamma)}{\pi} \right\}^{\frac{1}{2}} \cdot \left\{ \frac{\exp(-\gamma R)}{\gamma^2 + R^2} (\cos(qR) + \frac{\gamma \sin(qR)}{q}) - \frac{\exp(-\beta R)}{\beta^2 + R^2} (\cos(qR) + \frac{\beta \sin(qR)}{q}) \right\} \quad (16)$$

$$\beta = 1.202 \text{ fm}^{-1}, \quad \gamma = 0.2317 \text{ fm}^{-1}$$

Полуэнергетическую T-матрицу мы строим при помощи нелокального и сепарабельного α -N потенциала [9], который хорошо описывает α -N упругое рассеяние ниже порога развала α -частиц:

$$T_{\ell}^j(p'; p; p') = h_{\ell}^j(p') h_{\ell}^j(p) \frac{\text{Re } Z_{\ell}^j(p') - 1 - \text{Im } Z_{\ell}^j(p')}{[\text{Re } Z_{\ell}^j(p') - 1]^2 + [\text{Im } Z_{\ell}^j(p')]^2}, \quad (17)$$

$$Re Z_{\ell}^j(\rho') = \mathcal{P} \int_0^{\infty} \frac{\{h_{\ell}^j(q)\}^2 q^2 dq}{q^2 - \rho'^2},$$

$$Im Z_{\ell}^j(\rho') = \frac{\pi}{2} \rho' \{h_{\ell}^j(\rho')\}^2. \quad (19)$$

Здесь $h_{\ell}^j(q)$ является форм-фактором потенциала α - N взаимодействия, \mathcal{P} означает интеграл в главном значении.

5. Результаты и обсуждение

Конкретные расчеты мы провели для реакции $d(\alpha, dN)N$ с энергией налетающих α частиц 27,2 Mev (рис. I-4) и 42 Mev (рис. 5), которые соответствуют двум новейшим экспериментальным данным из работ [10, 11]. Оказалось, что кривая обычного ИП (пунктирная линия) существенно отличается от экспериментальной кривой не только по величине, но и по форме: ИП не может объяснить столь ярко выраженного экспериментального максимума. В этом немалую роль играет второй член матричного элемента (8), которым, к сожалению, часто пренебрегают в теоретических расчетах. Кривая МИП (сплошная линия) достаточно хорошо воспроизводит ход дифференциального сечения во всех рассматриваемых случаях. Отметим, что все расчеты в МИП мы проводили единственным значением параметра C , определяющего радиус обрезания по формуле (10). В пределах экспериментальной точности оно не отличается от значения аналогичного параметра, примененного для реакции $d(p, 2p)n$ [3].

Безусловно, МИП является полукачественной теорией. По-

видимому, оно может претендовать лишь на объяснение ос-
новного максимума дифференциального сечения РКВ. Для
проведения более систематических исследований мы пред-
полагаем улучшить МИП на основе восстановления в Т-
матрице свойства унитарности, утраченного при ограниче-
нии механизмов однократного столкновения.

Тем не менее, мы надеемся, что МИП может оказать
полезную услугу при изучении РКВ из ядер сложных частиц
(например, α - частиц). В частности, можно было бы ввес-
ти некоторую ясность в вопрос уточнения приведенных ши-
рин выбитых из ядер сложных частиц.

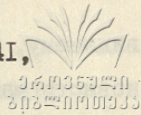
Поступила 22.VI.1978

Лаборатория ядерной
физики высоких энергий

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д.Фаддеев, ЖЭТФ, 39, 1459(1960).
2. R.Glauber, High Energy Collision Theory Lectures in Theoretical
Physics, Vol.1, ed. by W.E.Brittin, L.G. Dunham, New York, 1959.
3. J.V.Meboniya, Phys. Lett., 48 b, 196 (1974).
4. G.F.Chew, Phys. Rev., 80, 196 (1950).
5. V.V.Balashov, J.V.Meboniya, Nucl.Phys., A107, 369 (1968).
6. J.V.Meboniya, Phys. Lett., 30 b, 153(1969).
7. J.L.Durand et al. Nucl. Phys., A 224, 77(1974).
8. М.Гольдбергер, К.Ватсон, Теория столкновений, "Мир",
Москва, 1967.
9. J.Barguil et. al. Nuovo Cimento, 1A, 285 (1971).

Ю. В.А.Корнилов и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 41,
2138 (1977).



II. F.Froughi et al. Lett, Nuovo Cimento, 20, 49 (1977).

თ. კვარაცხელია, ჯ. მეზონია

მონოტონიზაციის იმპულსური მახასიათებელი

$$d(\alpha, \alpha N)N$$

რეზიუმე

შენიშნულია კვანძოვანი ამოცანის ბირთვული რეაქცია
ენერჯის ორი 27.2 მევ და 42 მევ მინიმუმებისათ-
ვის. ნაჩვენებია, რომ ჩვეულებრივ იმპულსურ მახასიათებელი
ლინიის რეგულაციის კვანძოვანი სატრანსპორტული განსხვავებებიან
ეკსპერიმენტული მონაცემებისაგან. ასეთი მდგომარეობა რამაზა-
სიანობის საზოგადოებრივი ფენის კვანძოვანი ამოცანის
რეაქციებისათვის. თეორიის გასაუმჯობესებლად ფორმულირებულია
ე.წ. მონოტონიზაციის იმპულსური მახასიათებელი, რომელიც რამაზა-
სიანობის ნახევარბირთვული ფორმულირების მახასიათებელია. ნაჩვენებია, რომ
ასეთი გაუმჯობესება მინიმუმებისად დახლოებას თეორიულ შედეგ-
ებს ეკსპერიმენტულად.

MODIFIED IMPULSE APPROXIMATION AND THE
REACTION $d(\alpha, \alpha)N$

Summary

Quasi-elastic-knock-out nuclear reaction for 27.2 and 42 Mev energies is studied. It is shown that for the usual impulse approximation differential cross-sections substantially differ from experimental ones. This is characteristic of all quasi-elastic knock-out reactions. With a view to the theory the so-called modified impulse approximation based on phenomenological physical assumptions is suggested. It is shown that such improvement of theory brings the experimental and theoretical results much closer to each other.

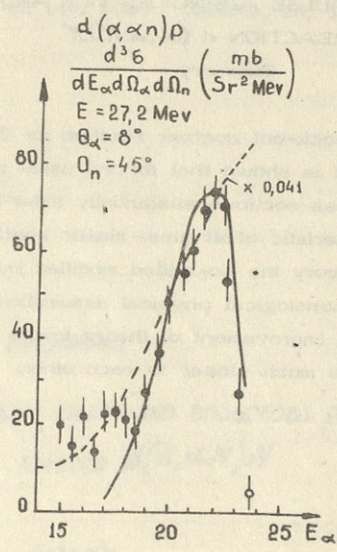


Рис. I. Зависимость дифференциального сечения $\frac{d^3 \sigma}{dE' d\Omega_1 d\Omega_2}$ реакции $d(\alpha, \alpha n) \rho$ от энергии E'_α при $\theta_\alpha = 8^\circ$, $\theta_n = 45^\circ$.

Пунктирная линия - результат расчета по ИП, сплошная линия - результат расчета по МИП. Экспериментальные точки из работы [10].

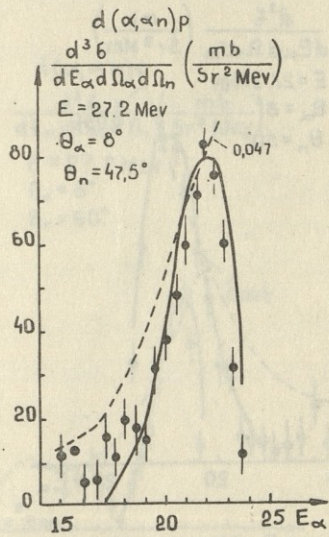


Рис.2. Зависимость дифференциального сечения $\frac{d^3 \sigma}{dE_\alpha d\Omega_\alpha d\Omega_n}$ · $\left(\frac{mb}{Mev sr^2} \right)$ реакции $d(\alpha, d_n)p$ от энергии E'_α при $\theta_\alpha = 0^\circ$ и $\theta_n = 47.5^\circ$.

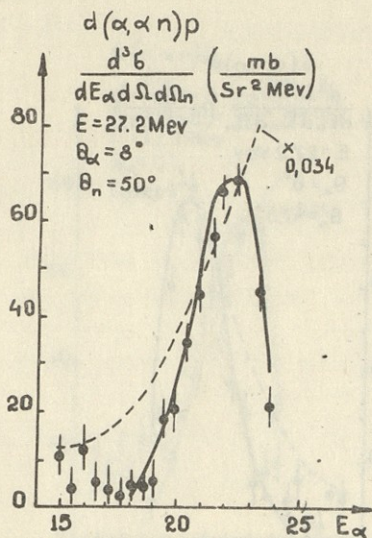


Рис. 3. Зависимость дифференциального сечения $\frac{d^3\sigma}{dE_\alpha d\Omega d\Omega_n}$ реакции $d(\alpha, n)p$ от энергии E_α при $\theta_\alpha = 8^\circ$ и $\theta_n = 50^\circ$.

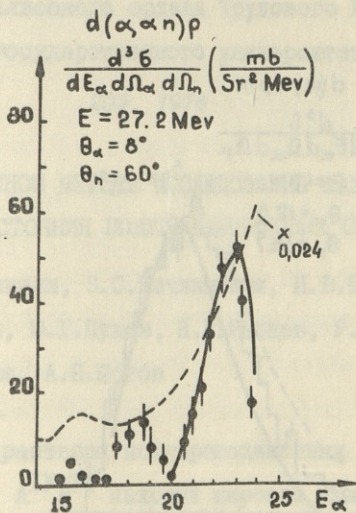


Рис. 4. Зависимость дифференциального сечения $\frac{d^3\sigma}{dE'_\alpha d\Omega_1 d\Omega_2}$ · $\left(\frac{mb}{\text{Mev sr}^2} \right)$ реакции $d(\alpha, \alpha n) \rho$ от энергии E'_α при $\theta_\alpha = 8^\circ$ и $\theta_n = 60^\circ$

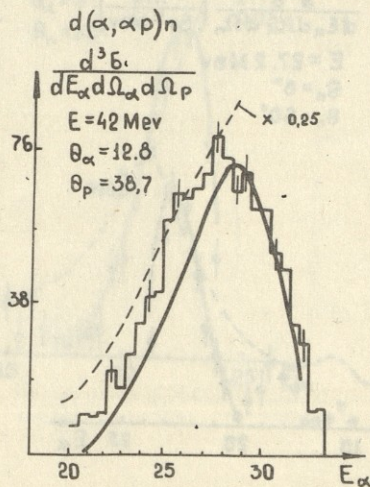


Рис. 5. Зависимость дифференциального сечения $\frac{d^3E}{dE'_\alpha d\Omega'_\alpha d\Omega'_p}$ · $\left(\frac{mb}{\text{Mev} \text{sr}^2}\right)$ реакции $d(\alpha, \alpha p)$ от энергии E'_α при $\theta_\alpha = 12,8^\circ$ и $\theta_p = 38,7^\circ$

Экспериментальные точки из работы [II].



საქართველოს
აкадеმიის
საბუნების
მეცნიერებათა
თავისუფალი
ნიმუში

თბილისის შრომის ნიშნის ორდენის მფლობელი საბუნებისმეტყველო

უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

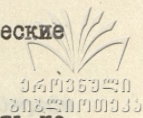
203, 1978

О СИМПЛЕКСНОМ МЕТОДЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ
СОСТОЯНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМ

О.И.Даварашвили, З.С.Качлишвили, И.В.Криалашвили,
Э.И.Манафлы, Ю.Г.Пухов, Н.Г.Рябцев, Р.А.Чармакадзе,
Р.И.Чиковани, А.П.Шотов

Твердые растворы полупроводниковых соединений групп $A_{3-2x}B_xC$, $A_{2-2x}B_xC_2$, $A_{1-x}B_xC_3$ находят широкое применение в оптоэлектронике. Управляемое изменение состава дает возможность создавать на их основе СИДы, лазеры, фотодетекторы в широком спектральном диапазоне. Наиболее интенсивно разрабатываются эпитаксиальные методы получения приборных структур и, в частности, метод эпитаксии из жидкой фазы благодаря своим геттерным свойствам и изоляции от среды фронта перемещения фазовой границы. Для получения заданных составов твердой фазы необходимо исследовать равновесие между жидкой и твердой фазами, в частности, поверхность ликвидус. Исследование поверхности ликвидус в условиях, близких к равновесию, является основой для всех процессов эпитаксии, несмотря на то, что при

экспериментах часто приходится учитывать кинетические и размерные факторы.



В настоящей работе рассматривается возможность исследования поверхности ликвидус методом симплексных решеток, приводятся результаты построения поверхности ликвидус этим методом в системах $Ga-Al-As$, $In-As-P$, $Pb-In-Te$ с исследованием их адекватности.

В работе [1] показано, что состав q -компонентной системы задается $(q-1)$ -мерным симплексом. Под симплексом понимается геометрическая фигура, обладающая свойством баричности. При построении поверхности ликвидус, т.е. исследовании зависимости равновесных составов от температуры, учитывается, что: 1) каждой фазе, находящейся в равновесии соответствует определенный геометрический образ или свое уравнение; 2) эти уравнения непрерывны.

Такая непрерывная функция может быть выражена полиномом некоторой степени от значений независимых переменных $x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_q$, где x_i — доля i -компонента в растворе.

Для тройной системы, например, полное квадратичное приближение запишется в виде

$$y = b_0 + b_1 x_1 + b_2 x_2 + b_3 x_3 + b_{12} x_1 x_2 + b_{13} x_1 x_3 + b_{23} x_2 x_3 + b_{11} x_1^2 + b_{22} x_2^2 + b_{33} x_3^2 \quad (I)$$

Учитывая, что $\sum x_i = 1$, число членов в разложении и, следовательно, коэффициентов b , которые должны

быть определены экспериментально, уменьшается.

Легко убедиться, что (I) сводится к уравнению

$$y = \beta_1 x_1 + \beta_2 x_2 + \beta_3 x_3 + \beta_{12} x_1 x_2 + \beta_{13} x_1 x_3 + \beta_{23} x_2 x_3, \quad (2)$$

где β — слагаемое β .

Чем больше степень приближения, которую надлежит получить, тем больше сказывается преимущество нормированности.

В общем случае для q -компонентной системы будем иметь [2] квадратичное:

$$y = \sum_{1 \leq i \leq q} \beta_i x_i + \sum_{1 \leq i < j \leq q} \beta_{ij} x_i x_j, \quad (3)$$

неполное кубическое:

$$y = \sum_{1 \leq i \leq q} \beta_i x_i + \sum_{1 \leq i < j \leq q} \beta_{ij} x_i x_j + \sum_{1 \leq i < j < k \leq q} \beta_{ijk} x_i x_j x_k \quad (4)$$

и полное кубическое приближения:

$$y = \sum_{1 \leq i \leq q} \beta_i x_i + \sum_{1 \leq i < j \leq q} \beta_{ij} x_i x_j + \sum_{1 \leq i < j \leq q} \gamma_{ij} x_i x_j (x_i - x_j) + \sum_{1 \leq i < j < k \leq q} \beta_{ijk} x_i x_j x_k \quad (5)$$

Для определения коэффициентов этих уравнений в работе [2] предложены варианты планирования экспериментов на симплексе при получении приближений разных степеней (рис. 1). Число экспериментов для получения приближений разных степеней приведено в таблице I.



Число компонентов	Степень приближения			
	2	3 неполное	3	4
3	6	7	10	15
4	10	14	20	35
5	15	25	35	70
6	21	41	56	126

Рассмотрим, например, квадратичное приближение при $x_i = 1$, $x_{j \neq i} = 0$, $i, j = 1, 2, 3$; $\beta_1 = \gamma_1$, $\beta_2 = \gamma_2$ и $\beta_3 = \gamma_3$.

При $x_1 = \frac{1}{2}$, $x_2 = \frac{1}{2}$ и $x_3 = 0$

$$y_{12} = \frac{1}{2}\beta_1 + \frac{1}{2}\beta_2 + \frac{1}{4}\beta_{12} \quad \text{и} \quad \beta_{12} = 4y_{12} - 2y_1 - 2y_2.$$

В общем случае коэффициенты уравнения второй степени рассчитываются по формулам

$$\beta_i = \gamma_i, \quad \beta_{ij} = 4y_{ij} - 2y_i - 2y_j.$$

Аналогично выводятся соотношения для определения коэффициентов любого приближения.

Характер поверхности ликвидус полупроводниковых систем идентичен; как правило, две ограничивающие бинарные системы содержат одно соединение, эвтектика вырождена со стороны металлов и лишь в некоторых случаях со стороны металлоида эвтектика невырождена (появляется при промежуточных составах). Такой характер поверхностей позволяет считать их кусочно-гладкими и описывать полиномом 3 или 4 порядка. Как показал анализ, наиболее ра-

зумное описание для трехкомпонентной системы [3,4]

$$\begin{aligned}
 y = T^{\circ}(C) = & \beta_1 x_1 + \beta_2 x_2 + \beta_3 x_3 + \beta_{12} x_1 x_2 + \beta_{13} x_1 x_3 + \beta_{23} x_2 x_3 + \\
 & + \gamma_{12} x_1 x_2 (x_1 - x_2) + \gamma_{13} x_1 x_3 (x_1 - x_3) + \gamma_{23} x_2 x_3 (x_2 - x_3) + \\
 & + \delta_{12} x_1 x_2 (x_1 - x_2)^2 + \delta_{13} x_1 x_3 (x_1 - x_3)^2 + \delta_{23} x_2 x_3 (x_2 - x_3)^2 + \\
 & + \beta_{1123} x_1^2 x_2 x_3 + \beta_{1233} x_1 x_2^2 x_3 + \beta_{1233} x_1 x_2 x_3^2,
 \end{aligned}$$

где

$$\beta_1 = y_1, \quad \beta_{12} = 4y_{12} - 2y_1 - 2y_2$$

$$\gamma_{12} = \frac{8}{3}(-y_1 + 2y_{112} - 2y_{1222} + y_2) \quad (6)$$

$$\delta_{12} = \frac{8}{3}(-y_1 + 4y_{112} - 6y_{12} + 4y_{1222} - y_2)$$

$$\begin{aligned}
 \beta_{1123} = & 32(3y_{1123} - y_{1223} - y_{1233}) + \frac{8}{3}(6y_1 - y_2 - y_3) - \\
 & - 16(y_{12} + y_{23}) - \frac{16}{3}(5y_{1112} + 5y_{1113} - 3y_{1222} - 3y_{1333} - \\
 & - y_{2223} - y_{2333})
 \end{aligned}$$

и т.д.

Для повышения точности описания поверхность ликвидус исследуется и на локальных участках треугольника Гиббса.

Такое ограничение оправдано, ибо для ряда растворов, ввиду больших сегрегационных коэффициентов компонентов, исследуются составы вблизи угла растворителя. Ясно также, что из-за низких температур плавления металлов-растворителей разумно сместить нулевую точку отсчета и охватить составы и температуры, непосредственно используемые при эпитаксии. Это можно осуществить, применяя следующие соотношения:

$$x_{iA} = x_{i1} + L_j(x_{i2} - x_{i1}) + L_K(x_{i3} - x_{i1})$$

и т.д.,

где L_j, L_k - псевдокомпоненты в локальном треугольнике Δ , x_{i1}, x_{i2}, x_{i3} - значения компонента i в вершинах локального треугольника.

На рис. 26 показаны изотермы ликвидус для системы $Ga-Al(10\%)-Sn(10\%)$, а в таблице 2 приведена соответствующая матрица планирования.

Таблица 2

y	x_1	x_2	x_3	$T^{\circ}C$	$T^{\circ}C$	$T^{\circ}C$
				$Ga-Al-Sn$	$In-Sn-P$	$Pb-In-Te$
I	I	0	0	29,8	156	327
2	0	I	0	180	800	287
3	0	0	I	950	950	798
I222	0,25	0,75	0	150	730	300
I333	0,25	0	0,75	900	915	750
2333	0	0,25	0,75	1015	930	767
III2	0,75	0,25	0	80	600	325
III3	0,75	0	0,25	800	800	620
2223	0	0,75	0,25	1040	870	607
II23	0,5	0,25	0,25	950	817	620
I223	0,25	0,5	0,25	980	850	619
I233	0,25	0,25	0,5	1000	883	725
I2	0,5	0,5	0	120	680	308
I3	0,5	0	0,5	850	860	700
23	0	0,5	0,5	1040	908	698

Здесь $x_1 - Ga, x_2 - Al, x_3 - Sn$ - соответствующее уравнение, полученное по рассчитанным по (6) коэффици-

ентам. Оно имеет вид [3] :

$$\begin{aligned}
 T^{\circ}(c) = & 29,8 x_1 + 180 x_2 + 950 x_3 + 60,4 x_1 x_2 + \\
 & + 1440,4 x_1 x_3 + 1900 x_2 x_3 + 27,2 x_1 x_2 (x_1 - x_2) + \quad (7) \\
 & + 1920 x_1 x_3 (x_1 - x_3) + 2186,1 x_2 x_3 (x_2 - x_3) - \\
 & - 26,1 x_1 x_2 (x_1 - x_2)^2 + 1920 x_1 x_3 (x_1 - x_3)^2 + \\
 & + 2266,1 x_2 x_3 (x_2 - x_3)^2 + 14077,2 x_1^2 x_2 x_3 + 8240,8 x_1 x_2^2 x_3 - \\
 & - 1757,5 x_1 x_2 x_3^2
 \end{aligned}$$

Экспериментальные данные по определению y были получены термографическим методом. Кварцевые ампулы заполнялись компонентами определенного состава общим весом 2-3 г, откачивали до давления 10^{-3} мм.рт.ст. и запаивали. Затем в течение 2-х часов проводили гомогенизацию при температурах, на 50°C превышающих точку плавления наиболее тугоплавкого соединения. При охлаждении дифференциальным методом фиксировалась температура фазового превращения, т.е. соответствующая точка поверхности ликвидус.

Приведенные на рис. 2а изотермы системы $\text{In}(x_1) - \text{As}(x_2) - 20\% - \text{P}(x_3) - 20\%$ интересны тем, что в силу тех же больших сегрегационных коэффициентов компонентов они могут быть использованы при эпитаксии четырехкомпонентных систем, например, $\text{Ga} - \text{In} - \text{As} - \text{P}$. По экспериментальным точкам, приведенным в таблице 2, рассчитано уравнение

$$\begin{aligned}
 T^{\circ}(c) = & 156 x_1 + 800 x_2 + 950 x_3 + 808 x_1 x_2 + 1228 x_1 x_3 + \\
 & + 132 x_2 x_3 + 997 x_1 x_2 (x_1 - x_2) + 1503,6 x_1 x_3 (x_1 - x_3) + \quad (8)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 80 x_2 x_3 (x_2 - x_3) + 757,1 x_1 x_2 (x_1 - x_2)^2 + 1583,6 x_1 x_3 (x_1 - x_3)^2 \\
& - 80 x_2 x_3 (x_2 - x_3)^2 - 5247,2 x_1^2 x_2 x_3 + 2797,4 x_1 x_2^2 x_3 \\
& + 400 x_1 x_2 x_3^2.
\end{aligned}$$

В случае, если металлические компоненты образуют эвтектику, то они вызывают возмущение поверхности ликвидуса вблизи этой точки. Характерным примером являются системы $Pb-Sn-Te$, (Se) [4, 5]. Изотермы системы $Pb-Sn-Te$ приведены на рис. 2в. Соответствующее уравнение для системы $Pb(x_1)-Sn(x_2)-25\%-Te(x_3)-25\%$ имеет вид:

$$\begin{aligned}
T^\circ(C) = & 327 x_1 + 287 x_2 + 798 x_3 + 4 x_1 x_2 + 550 x_1 x_3 + \\
& + 622 x_2 x_3 + 26,6 x_1 x_2 (x_1 - x_2) + 562,6 x_1 x_3 (x_1 - x_3) + \\
& + 509,3 x_2 x_3 (x_2 - x_3) + 101,3 x_1 x_2 (x_1 - x_2)^2 + 413,3 x_1 x_3 (x_1 - x_3)^2 + \\
& + 600 x_2 x_3 (x_2 - x_3)^2 + 1768 x_1^2 x_2 x_3 + 2408,3 x_1 x_2^2 x_3 + \\
& + 1259 x_1 x_2 x_3^2,
\end{aligned} \tag{9}$$

Адекватность уравнений проверялась в условиях насыщения раствора легколетучим компонентом. Как видно из рис. 2, для каждой системы достигается достаточно хорошее совпадение во всей области эпитаксиальных температур.

Некоторое расхождение при низких температурах связано с кинетическими факторами и крутизной кривой ликвидуса.

Следует отметить, что симплексное описание очень чувствительно к экспериментальной точности определения исходных точек и следует их геометрическому положению.

Например, изоконцентраты по Te в системе $Pb-Sn-Te$

имеют небольшой максимум в пределах 600–700°С, т.к. в близлежащем ряду $Y_{13} - Y_{123} - Y_{23}$ также проходит кривая с экстремумом.

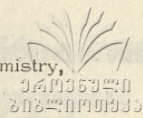
Сравнение с термодинамическими расчетами [6] также показывает хорошее совпадение. В этом случае может быть достигнуто хорошее совпадение при низких температурах благодаря подгоночным параметрам взаимодействия.

Таким образом, симплексное описание фазовых диаграмм позволяет по незначительному числу опытов восстановить полную поверхность ликвидус и тем самым дает возможность получения заданных составов эпитаксиальных слоев для приборных структур.

Поступила 30.VI.1978 ФИАН СССР им. П.Н.Лебедева

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С.Курняков, Введение в физико-химический анализ, Изд. АН СССР
2. Scheffe J.Roy. Stat. Soc. Series B, 1968, 20, N2, p. 344.
3. L.Muszynski, N.C. Riabtcsev, J. Crystal Growth, 36, 1976, 335.
4. А.С.Адонин, О.И.Даварашвили, Л.И.Михаилов, Н.Т.Рябцев, Сб. "Электронная техника", сер. полупроводниковые приборы, № 4, 1976.
5. А.С.Адонин, О.И.Даварашвили, Н.Г.Рябцев, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов. Сб. "Электронная техника", сер. полупроводниковые приборы, № 6, 1977.



თ.დავარაშვილი, ზ.კაჩლიშვილი, ლ.კრიალავილი, ე.მანაფლი, ი.რიბტსევი, რ.ჩარმაკაძე, რ.ჩიკოვანი, ა.შოტოვი

ნახევარმარცხედიანი სისტემების ფაზური დიაგრამების
სიმბოლურ-მეთოდური გამოკვლევის შესახებ

რეზიუმე

ნაშრომში განხილულია ფაზური დიაგრამების გამოკვლევის
შესაძლებლობა სიმბოლურ-მეთოდური მეთოდით. ამ მეთოდით
მათემატიკურად აღწერილია ლიკვიდუსის ზედაპირები $Pb-Sn-Te$,
 $In-As-P$, $Ga-Al-As$ სისტემებში.

შედეგის ადეკვატურობა შემოწმებულია ექსპერიმენტებში
ხსნარების გაჯერებით ადგილად აქროლადი კომპონენტებით.

O.Davarashvili, Z.Kachlishvili, L.Krialashvili, E.Manafly, Yu.Pukhov
N.Riabtsev, R.Charmakadze, R.Chikovani, A.Shotov

ON THE SIMPLEX METHOD OF INVESTIGATION OF
PHASE DIAGRAMS IN SEMICONDUCTOR
SYSTEMS

Summary

The possibility of phase diagram construction by the simplex
lattice method has been discussed. The liquidus surfaces in the
 $Ga-Al-As$, $In-As-P$ and $Pb-Sn-Te$ systems are built and their
adequacy is investigated in experiments on the saturation of the
solution with highly volatile components.

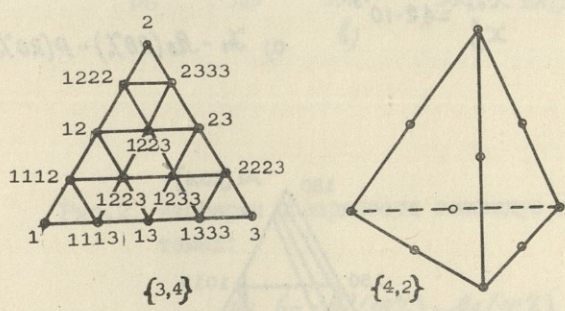
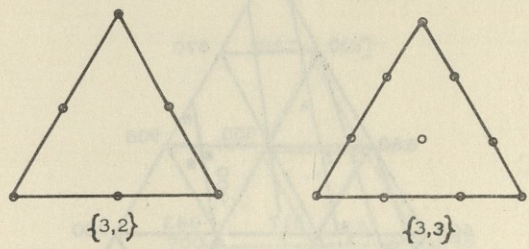
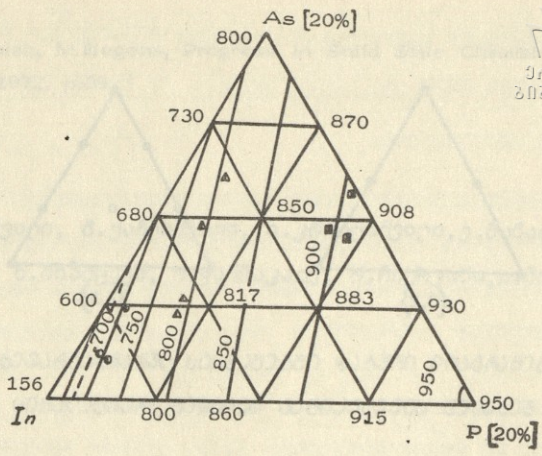


Рис. I. Симплексные решетки для построения приближений в тройной и четверной системах.

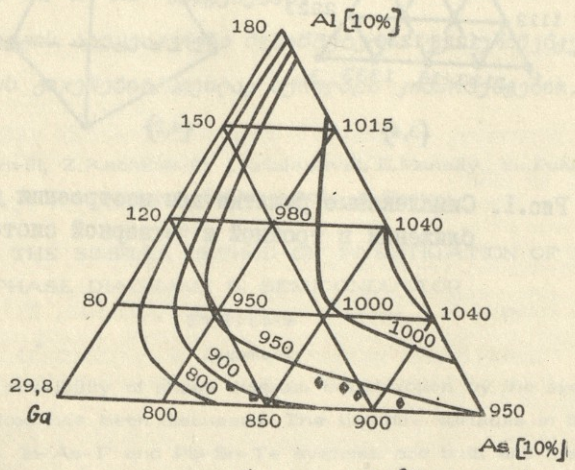


--- GaInAsP

$$x_{Ga}^e = 4,2 \cdot 10^{-3}$$

$$x_{In}^e$$

а) In-As(20%)-P(20%)



б) Ga-Al(10%)-As(10%)

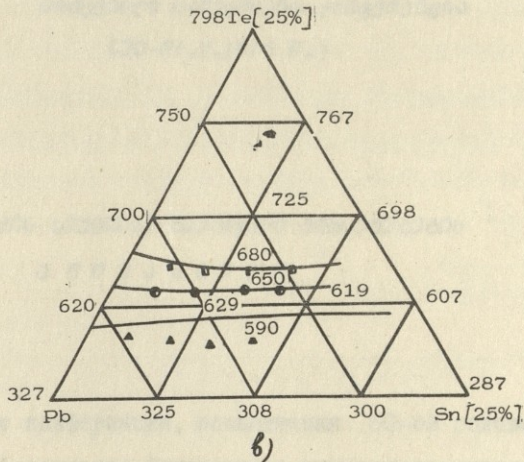


Рис. 2. Изотермы поверхности ликвидус в системах:

- $a: Ga - Al(10\%) - As(10\%)$
 $\delta: In - As(20\%) - P(20\%)$
 $b: Pb - Sn(25\%) - Te(25\%)$

Экспериментальные (◆●) и рассчитанные термодинамически (◻◐▲) точки соответствуют изотермам от высоких до низких температур соответственно.



თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის 60 წლისთავისადმი
 მიძღვნილი სამეცნიერო კონფერენცია
 (30-31.V.1978 წ.)

ფიზიკის საეცნოა ჯარობჯრი მრხაეაჯარს
 ა ბ მ ტ ა ც ი ა ბ ი

Научная конференция, посвященная 60-ой годовщине
 60 дня основания Тбилисского государственного уни-
 верситета / 30-31.V.1978 /

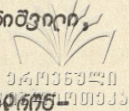
А Н Н О Т А Ц И И

докладов, прочитанных на физической секции

Scientific conference devoted to the 60th anniversary of
 Tbilisi State University (30-31 VI-1978)

A B S T R A C T S

of report read at the physics section



Նաև ընդհանուր դեպքում անոթաբանությունը կարող է լինել

անոթաբանությունը կարող է լինել

անոթաբանությունը կարող է լինել

$$\xi^{\pm} = \pm \frac{\rho_{\pm}^c}{\rho_{\pm}^a + \rho_{\pm}^b}$$

ևս

$$\rho_{\pm}^i = \rho_0^i \pm \rho_3^i \quad (i = a, b, c)$$

Այսպիսով անոթաբանությունը կարող է լինել

անոթաբանությունը կարող է լինել

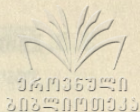
$$E^c \frac{d\delta}{d\rho^c} = \begin{cases} f_1(\xi^+, \rho_1^c), \\ f_2(\xi^-, \rho_1^c), \end{cases}$$

անոթաբանությունը կարող է լինել

անոթաբանությունը կարող է լինել

անոթաբանությունը կարող է լինել

Л. Н. Абесалашвили, Н. С. Амаглобели, Л. Т. Ахобадзе,
В. Р. Гарсеванишвили, Н. К. Куциди, Д. В. Тевзадзе,
М. С. Чаргейшвили



ОБ ОДНОЙ МАСШТАБНО-ИНВАРИАНТНОЙ ПЕРЕМЕННОЙ
ДЛЯ ОПИСАНИЯ АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

L. Abeselashvili, N. Amaglobeli, L. Akhobadze, V. Garsevanishvili,
N. Koutsidi, Yu. Tevzadze, M. Chargeishvili

ON A NEW SCALING VARIABLE FOR THE DESCRIPTION
OF HADRON-HADRON INTERACTIONS

ОБОСНОВАНИЕ СПОСОБА ПОЛУЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ ГРИНА
ДЛЯ ПРОГНОСТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

За последние годы в методах прогноза погоды произошли кардинальные изменения, но он по-прежнему остается одной из важных проблем современной науки. Численные методы, применяемые в схемах краткосрочного прогноза погоды, доведены до такого совершенства, что дальнейшее уточнение вычислительного процесса путем уменьшения шагов сетки или повышения порядка аппроксимации уже не приводит к качественному изменению прогноза.

Для прогресса в этой области необходимо, во-первых, улучшить качество начальной метеорологической информации, во-вторых, более детально учитывать основные физические факторы, включаемые в модель.

Успехи, достигнутые в численных краткосрочных прогнозах погоды, позволили перейти к локальному прогнозу. В схемах этого прогноза на фоне крупномасштабных явлений учитываются, например, мелкомасштабные особенности рельефа, характер подстилающей поверхности, водоемы.

В данной работе обосновано решение прогностического уравнения для атмосферного давления с учетом переменности силы Кориолиса при наличии гор в бароклинной атмосфере. Доказано, что для решения ранее полученного уравнения можно использовать формулу обращения Меллина-Римана.

Таким образом, численные значения функций Грина /функции

влияний/, полученных с учетом в прогностических моделях влияния орографии и переменности силы Кориолиса за счет включения соответствующих членов в дифференциальный оператор отражают правильную картину влияния этих факторов.

გ. ხვედელიძე

საბჭოთა კავშირის მეტეოროლოგიის ინსტიტუტი
საბჭოთა კავშირის მეტეოლოგიის ინსტიტუტი

Z. Khvedelidze

SUBSTANTIATION OF A TECHNIQUE OF OBTAINING
GREEN'S FUNCTION FOR WEATHER PREDI-
CATION MODELS

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В He-I

Для экспериментального исследования термомеханического эффекта в He-I был изготовлен цилиндрический сосуд из оргстекла, имеющий двойное дно из лавсановой пленки с отверстиями в 20 микрон. Пространство между пленками заполнено наждачным порошком диаметром $d = 8$ микрон; расстояние между пленками - 20 мм, диаметр стакана - 30 мм, высота - 60 мм.

Во время эксперимента измерялось время заполнения сосуда t_2 , когда он был погружен в жидкость, и время опорожнения сосуда t_1 , когда он находился над уровнем жидкости. Существует определенная разность между временами заполнения и опорожнения сосуда: $\Delta t = t_1 - t_2$

Разницу между временами заполнения и опорожнения сосуда в данном эксперименте при одинаковых разностях гидростатических давлений можно объяснить явлением термомеханического эффекта. Высота жидкости, обусловленная термомеханическим эффектом ΔH_g , вычисляется по формуле

$$\Delta H_g = \Delta H_0 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} - \frac{t_2 \gamma_1}{t_1 \gamma_2} \right)$$

и сравнивается с теоретическим значением, которое вычисляется по формуле

$$\Delta H_r = \frac{4}{45} \frac{\kappa}{\rho g} \left(\frac{4}{3} \cdot \frac{\pi \eta}{\rho c} \right)^{-3/2} \cdot a^{-3/2} \cdot \Delta T,$$

при условии

$$a \gg \frac{c\alpha}{T^2},$$

где ΔH_0 - начальная разность между уровнями жидкости в ванне и в стакане, α - величина, связанная с коэффициентом поглощения звука.



ბ.გამტემიძე, ჯ.ცაავა, შ.ჯაპარიძე

თერმომექანიკური ეფექტი ჰე I-ში

G.Gamtsehidze, J.Tsaava, Sh.Japaridze

THERMOMECHANICAL EFFECT IN HE-I

ПОВЕДЕНИЕ СВЕРХТЕКУЧЕЙ КОМПОНЕНТЫ ГЕЛИЯ
 . В УЗКИХ ПОРАХ

В работе изучается λ -переход в жидком He^4 в узких порах. Как известно, этот переход в большом объеме гелия является фазовым переходом второго рода. Однако теоретически характер λ -перехода зависит от некоторого параметра M , и в случае, когда $M > 1$, должен наблюдаться переход первого рода. Ввиду того, что систематическое исследование λ -перехода в узких порах размером $d \geq (0,1+1) \mu m$ еще не проводилось, мы провели эксперимент по изучению данного вопроса.

Калориметрическим методом установлено, что фазовый переход в порах размером $3 \mu m$ является переходом первого рода. Вычислена соответствующая скрытая теплота, которая оказалась равной $0,146 \frac{D_{ж}}{2}$.

სამირ ელ-საბბან

აღიკვრიბი ზარბუზიკი ანკვირბიბიბი ანკვირბიბი ანკვირბიბი

Samir- el - Sabban

BEHAVIOR OF THE SUPERFLUID COMPONENT OF He IN
FINE PORES

СПЕКТР ЛОГАРИФМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

Доказано, что уравнение Шредингера с логарифмическим потенциалом $V(r) = C \ln^2/r_0$ дает следующую массовую формулу для спектра масс векторных частиц как связанных состояний кварка и антикварка:

$$M_n^e = M_0(m_1, m_2) + C \ln x_n^e,$$

где

$$M_0(m_1, m_2) = m_1 + m_2 + \frac{C}{2} - \frac{C}{2} \ln(2\mu r_0^2 C)$$

Выражение для $M_0(m_1, m_2)$ является точным. При этом оно не зависит от n и ℓ . Величины x_n^e , которые определяют расщепление масс по n и ℓ , не зависят от масс составляющих, а также от C и r_0 . Поэтому можно получить ряд массовых соотношений, которые являются точными. Выведена также приближенная аналитическая формула для x_n^e

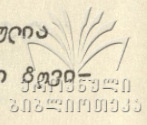
$$\ln x_n^e = \ln \left\{ 2n - 1 + \sqrt{2\ell(\ell+1) + \frac{3(2n-1)^2 + 17}{36}} \right\}$$

На основе полученных формул дается анализ спектров ρ , ω , ϕ семейств, чармония, ботомия, а также гипотетического ζ - семейства. Рассчитаны ширины лептонных распадов векторных частиц, оцениваются массы составляющих кварков. Изучены также эффекты тонкого и сверхтонкого расщеплений низших S , P / уровней чармония.

ლოგარითმული პოტენციალის სპექტრი

A.Kheashvili

THE SPECTRUM OF THE LOGARITHMIC POTENTIAL



6. Թողնալի մարտնչականության արդյունքները կապի մեջ բացառելով
 արդյունքը կապի մեջ ընդհանուր մարտնչականության արդյունքները
 արդյունքը կապի մեջ ընդհանուր մարտնչականության արդյունքները
7. Բնական գիտությունների օգնությամբ ընդհանուր մարտնչականության արդյունքները
8. Բացառելով մարտնչականության արդյունքները արդյունքների մեջ մարտնչականության արդյունքները

Տվյալները, որոնցից էլ ստացվում են մարտնչականության արդյունքները:

Թողնալի մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները 10^6	Մարտնչականության արդյունքները	
				Մարտնչականության արդյունքները Φ°	Մարտնչականության արդյունքները Λ°
Բնական	Մարտնչականության արդյունքները	R	0,37-0,38	58	136
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	N	0,46-0,66	88	120
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	R	0,76-0,89	67	230
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	R	0,76-0,89	71	250
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	N	0,89-0,95	63	154
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	R	0,95-1,55	69	97
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	R	0,95-1,55	72	136
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	NR	1,55-1,68	8	136
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	NR	1,55-1,68	53	256
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	NR	1,55-1,68	-2	112
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	N	1,68-2,12	77	255
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	N	1,68-2,12	85	270
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	N	1,68-2,12	74	158
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	N	1,68-2,12	70	297
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	N	1,68-2,12	81	115
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	R	2,12-2,39	77	218
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	R	2,12-2,39	80	200
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	R	2,12-2,39	84	270
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	NR	2,39-2,47	23	103
Մարտնչականության արդյունքները	Մարտնչականության արդյունքները	N	2,47-2,59	70	335

ПАЛЕОМАГНИТНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ПЛИО-ПЛЕЙСТОЦЕНОВЫХ
ВУЛКАНИТОВ ЮЖНОЙ ГРУЗИИ

L.Vekua, G.Maisuradze, E.Pavlenishvili, J.Sologashvili

THE PALEOMAGNETIC CORRELATION OF PLIO-
PLEISTOCENE VOLCANITES OF SOUTHERN GEORGIA

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РЕГИСТРАЦИИ ИМПУЛЬСОВ
ЕСТЕСТВЕННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

A.Akhalkatsi, Sh.Gelashvili, V.Nabichvrishvili, T.Shengelaia

SOME RESULTS OF RECORDING THE IMPULSES OF THE
NATURAL ELECTROMAGNETIC FIELD OF THE EARTH



Приближенной моделью обычной водородной связи можно считать линейную трехатомную систему, в центре которой находится атом водорода.

Данная работа посвящена исследованию условий образования устойчивых линейных трехатомных систем. Применяется вариационный метод; в качестве функционала берется энергетический функционал, волновые функции считаются зависящими от межатомных расстояний. Они выбираются в виде ЛКАО:

$$\Psi_i(1) = \sum_K C_{iK} \Psi_K^0(1),$$

где атомные $\Psi_K^0(1)$ - функции берутся в виде функций Слэтера ($\Psi_2 R_2$)

$$\Psi_K^0(1) = A_K e^{-\alpha_K r_K} r_K \cos \vartheta_K e^{im\varphi} \quad (m=0).$$

Предполагая, что к системе применима теорема вириала, энергетический функционал принимает следующий вид:

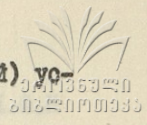
$$\mathcal{J}(1) = \sum_{i,j} \langle \Psi_i | U_i | \Psi_j \rangle + \sum_{i,j} \langle \Psi_i | U_j | \Psi_i \rangle + \sum_{a,b} \frac{z_a z_b}{R_{ab}}$$

Вводя следующие обозначения:

$$\xi_{ij} = (i+j-3)(i+j-4) \quad (-1)^i,$$

$$L = \frac{z_a z_b}{R_{ab}^3} + \frac{z_b z_c}{R_{bc}^3},$$

$$F_{m,ikj}(R) = e^{-\alpha_m R} [(\alpha_m R)^2 - (\alpha_m R)(i+j-3)(i+j-4) + (i+j-4)(i+j-2)],$$



мы получаем количественную характеристику (критерий) устойчивости для трехатомной линейной системы:

$$\frac{1}{L} \sum_{\kappa=2}^3 \sum_{j=0}^{5-\kappa} \sum_{l=0}^{\kappa} \frac{\kappa!(5-\kappa)!}{i!j!} R^{i+j-5} \left[\xi_{ij} \sum_{\ell=1}^4 C_{\kappa\ell} - \sum_{m=1}^4 F_{m,i\kappa,j} \right] < 1$$

ბ. ვაშაკმაძე, ი. კალანდია

სამაშობის კრიტერიუმი სამატომო სისტემების სტაბილურობის შესახებ

N.Vashakmadze, I.Kalandia

ON THE STABILITY OF TRIATOMIC LINEAR SYSTEMS



И.Ф.Гришашвили, Д.Д.Джалагания,

Н.И.Костанашвили

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА С ПОМОЩЬЮ ПРОЦЕССА
ГЕНЕРАЦИИ ПИОНОВ НА ИЗОТОПАХ ЯДЕР

Экспериментально изучены инклюзивные реакции генера-
ции пионов на крайних изотопах никеля и олова ^{58}Ni , ^{64}Ni
 ^{112}Sn и ^{124}Sn протонами с энергией 660 Мэв.

Эксперимент исследует изотопический эффект в рождении
пионов на ядрах. Полученные результаты дают информацию о
структуре ядра в периферической части, о протонных и нейт-
ронных распределениях в нейтронообогащенных изотопах.

ი. გრიშაშვილი, დ. ჯალაღანია, ნ. კოსტანაშვილი

ბირთვით სტრუქტურის გამოკვლევა პიონების გენერაციით
ბირთვების იზოტოპებზე

I.Grishashvili, D.Jalagania, N.Kostanashvili

STUDY OF NUCLEAR STRUCTURE THROUGH THE GENERA-
TION OF PIONS ON NUCLEAR ISOTOPES

МОДИФИЦИРОВАННОЕ ИМПУЛЬСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ
И РЕАКЦИЯ $d(\alpha, \alpha N)N$ *)

თ. კვარაცხელია, დ. მებონია

მოდულირებული იმპულსური ახლოებულება და
რეაქცია $d(\alpha, \alpha N)N$

TKvaratskhelia, J.Mebonia

MODIFIED IMPULS APPROXIMATION AND THE REACTION
 $d(\alpha, \alpha N)N$.

См. статью в настоящем томе

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ФУНКЦИИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ

Предложенные Б.А. Андреевым и У. Гриффиним функции

$$\delta \Delta g(x, e) = \Delta g(x) - \frac{\Delta g(x-e) + \Delta g(x+e)}{2} \quad (1)$$

и

$$\delta' \Delta g(x, y, \tau) = \Delta g(0) - \frac{1}{n} \sum \Delta g_i \quad (2)$$

($\frac{1}{n} \sum \Delta g_i$ — среднее значение аномалии силы тяжести на окружности), позволяют исключить из гравитационных аномалий осложняющий фон меняющийся по линейному закону, но не дают возможность подавить случайные ошибки измерения.

С целью исключения из наблюдаемых гравитационных аномалий осложняющего фона, имеющегося по линейному закону, и, вместе с тем, для уменьшения случайных ошибок измерения нами предлагаются функции

$$\delta \Delta g(x, e) = \frac{1}{n+1} \sum_0^n \Delta g_i(x) - \frac{1}{n} \sum_1^n \Delta g_i(x) \quad (3)$$

и

$$\delta' \Delta g(x, y, \tau) = \frac{1}{n+1} \sum_0^n \Delta g_i(x, y) - \frac{1}{n} \sum_1^n \Delta g_i(x, y) \quad (4)$$

для "профильного" и "площадного" вариантов соответственно.

Наряду с локализованными функциями при (3) и (4), для получения дополнительной информации о характере распределения масс исследуемого объекта целесообразно рассматривать

их модификации:

$$\delta \Delta g(x, y, z) = \frac{1}{5} [\Delta g(x, y) + \Delta g(x+z, y) + \Delta g(x-z, y) + \Delta g(x, y+z) + \Delta g(x, y-z)] - \frac{1}{4} [\Delta g(x+z, y+\sqrt{2}z) + \Delta g(x-z, y+\sqrt{2}z) + \Delta g(x-z, y-\sqrt{2}z) + \Delta g(x+z, y-\sqrt{2}z)]$$

для двух и

$$\delta \Delta g(x, y, z) = \frac{1}{n+1} \sum \Delta g(x \pm m z, y \pm n z) - \frac{1}{n} \sum \Delta g(x \pm m' z, y \pm n' z)$$

для n концентрических окружностей осреднения соответственно.

Полученные формулы можно применять как для качественной, так и для количественной интерпретации по локализованной аномалии силы тяжести $\delta \Delta g$.

ժ. Մանագաժ

ԸՄՅՆՈՐՈՇԱԾՆԵՐ ՉԵՐՉՈՐԻՆՍ ԶՄԵՆԱԿՈՒՄ ՌԵՍՆԱԾԱ ԵՎ ԵՄՈՒՄ ԵՄՈՒՄ ԵՐԱԶՈՒՄՆԵՐԵՐ ՍԵՄԵՆՈՐՈՇՈՒՆ ՈՇԿՈՒՄՆԵՐԵՐԻՆՍ ԲՐՈՄՍ

G. Managadze

SOME PROPERTIES OF A LOCALIZED FUNCTION AND ITS USE IN GRAVITY ANOMALY INTERPRETATION



1. Л.Н.Абесалашвили, Ю.В.Тевзадзе, М.С.Чаргейшвили	961935940 503:0101333
Инклюзивные распределения нейтральных странных частиц в π^-N -взаимодействи- ях при 40 ГэВ/с	5
2. Я.З.Дарбаидзе, Н.В.Махалдиани, Л.А.Слепченко -	
Квазиполуинклюзивные распределения и аномальные размерности	20
3. А.А.Бурчуладзе, С.В.Пагава, П.Повинец, А.Полаш- кова, Г.И.Тогонидзе, С.Усачев, А.Шиво, И.В.Эристави - Солнечная активность и кратковременные вариации радиоуглерода за период 1930-1954 гг.	32
4. Л.Г.Сакварелидзе, Т.Н.Бахия, И.М.Чхеидзе, А.А. Мирцхулава - Напряжения и деформации в гетероэпитаксиальных пленках крем- ния на сапфире	41
5. А.Н.Голубятников, А.Л.Каламкарров - О гравитаци- онном сжатии тела с образованием сильной ударной волны	50
6. Т.М.Шавишвили, И.Г.Килиптари - Расчет сверхтонких полей и ЯМР спектров Co^{59} в разбавленных сплавах кобальта	60
7. Т.И.Кварацхелия, Д.В.Мебония - Модифицированное импульсное приближение и реакция $d(\alpha, n)N$	76
8. О.И.Даварашвили, З.С.Качлишвили, И.В.Криалашвили, Э.И.Манафлы, Ю.Г.Пухов, Н.Г.Рябцев, Р.А. Чармакадзе, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов -	



О симплексном методе исследования фазовых
диаграмм состояния полупроводниковых сис-
тем 95

Научная конференция посвященная 60-ой
годовщине со дня основания Тбилисского
государственного университета (30-31.У.
1978). Аннотации докладов, прочитанных
на физической секции 109

CONTENTS



1. L.Abesalashvili, Yu.Tevzadze, M.Chargeishvili	Inclusive distribution of neutral strange particles in J/ψ -N interactions at 40 GeV/c 14
2. J.Darbaidze, N.Makhaldiani, L.Slepchenko	Quasi-semiinclusive distributions and anomalous dimensions 31
3. A.Burchuladze, S.Pagava, P.Povinec, A.Polaskova, G.Togonidze, S.Usacev, A.Sivo, I.Eristavi	The solar activity and short-term variation of C-14 for the period 1930-1954 38
4. L.Sakvarelidze, T.Bakhia, I.Chkheidze, A.Mirtsikhulava	Stress and strain in heteroepitaxial silicon on sapphire films 47
5. A.Golubyatnikov, A.Kalamkarov	On the gravitation compression of bodies with the formation of strong shock waves 59
6. T.Shavishvili, I.Kiliptari	Hypertine field shifts and Co^{59} NMR spectra calculation in dilute cobalt alloys . 72
7. T.Kvaratskhelia, T.Mebonia	Modified impulse approximation and the reaction $d(\alpha, \alpha N)N$ 89
8. O.Davarashvili, Z.Kachishvili, I.Krialashvili, E.Manafly, Yu.Pu- khov, N.Riabtsev, R.Charmakadze, R.Chikovani, A.Shotov	On the simplex method of investigation of phase diagrams in semiconductor systems 104
Scientific conference devoted to the 60th anniversary of Tbilisi State University (30-31, V-1978). Abstracts of reports read of the physics section 109	

Գամոմեցեմիտոսիսի և Կոլոկոլիկոսի և Կոլոկոլիկոսի

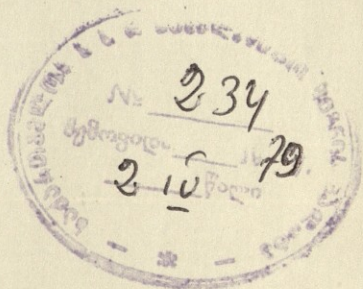
Երևանի Գրականության Կենտրոնը 21.XII-78 Ե.

Մատյանի չափերը 60 X 84

Երկարությունը 8,5

Սահմանափակում-Սահմանափակումը 5,18

Գինը 52 ԴԺ.



შეკვეთა 28

უკ 14056

ფირმა 300

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა, თბილისი 380028,
ი.ჭავჭავაძის პრესკვლეტი, 14.

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

საქ.სსრ მეცნიერებათა აკადემიის სტამბა, თბილისი 380060,
კუტუზოვის ქ.19.

Типография АН Грузинской ССР, Тбилиси, 380060, ул. Кутузова, 19.

86-79

~~79-234~~

ᠠᠨᠠᠨᠠᠨᠠᠨᠠᠨ
ᠠᠨᠠᠨᠠᠨᠠᠨᠠᠨ