

თბილისის უნივერსიტეტის უროვები

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY



213

ISSN 0876—2687

ფ ი ზ ი კ ა

Ф И З И К А

PHYSICS

9

თბილისი Тбилиси Tbilisi

1980

ფიზიკა
ფიზიკა
ფიზიკა



ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
TBILISI UNIVERSITY PRESS

1980 წელი
თბილისი

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

ტ. 218 V.

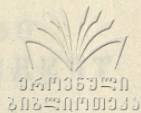
ფიზიკა
PHYSICS

თბილისი 1980 Tbilisi



Ф И З И К А

Редакционная коллегия



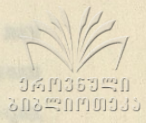
Н.С.Амаглобели, Б.Г.Берулава (секретарь), И.Ш.Вашакидзе,
З.С.Качлишвили, Т.И.Копалейшвили (редактор), Н.М.Полиевк-
тов-Николадзе, Т.И.Санадзе

სარედაქციო კოლეგია

ნ.სამაგლობელი, ბ.ბერულავა (მდივანი), ი.ვაშაკიძე, ზ.კა-
ლიშვილი (რედაქტორი), თ.კოპალეიშვილი-ნიკოლაძე, ნ.სანაძე,
ნ.ქაჩიშვილი.

Editorial Board

N.Amaglobeli, B.Berulava (secretary), Z.Kachlishvili; T.Kopaleishvili,
(editor), N.Polievktov-Nicoladze, I.Vashakidze,



თბილისის შრომის წითელი რქმის ორჯნტსაბნ სახელმწიფო
 უნივერსიტეტის შრომები

213, 1980

ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОРОДНОСТИ ТОНКИХ АМОРФНЫХ ПЛЕНОК
 СИСТЕМЫ ГЕРМАНИЙ-ТЕЛЛУР ПО ГЛУБИНЕ

Ю.В. Чхартишвили, С.А. Лебединский

В тонких пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников наблюдается эффект порогового электрического переключения /I/, который используется при изготовлении бистабильных и моностабильных переключателей в интегральном исполнении. Как правило, халькогенидные стеклообразные полупроводники являются многокомпонентными системами, содержащими атомы четвертой, пятой и шестой групп периодической системы элементов.

При термическом испарении в вакууме многокомпонентных сплавов, ввиду различия летучести отдельных компонентов, полученная пленка должна быть неоднородна по глубине. Важно знать степень неоднородности пленок для каждого многокомпонентного материала и каждой методики получения пленок.

Мерой неоднородности состава по глубине пленки может служить различие в удельных электропроводностях, измеренных при прохождении тока вдоль и поперек пленки.

В настоящей работе исследуются электропроводность и эффект Холла в тонких пленках $Ge_{76}Te_{82}Sb_2$ с целью получе-

ния информации о степени неоднородности состава по глубине пленки. Измерение этих параметров проводилось по методу Вейдер-Пау /2/. В частности были определены параметры аморфных пленок $Ge_{16}Te_{82}Sb_2$, кристаллической пленки $GeTe$ и металлической пленки Cu . Пленки были получены методом термического испарения с открытого кварцевого тигля с резистивным нагревом в вакууме (10^{-5} мм рт.ст.) на подложку с электродами. Измерения производились следующими приборами: амперметром Ц 43II, вольтметрами В2-23, ВК2-20.

Результаты измерения удельного сопротивления $Ge_{16}Te_{82}Sb_2$ (толщина пленки $d = 0,8$ мкм) показали, что $\rho = 0,06$ ом.см. Такое значение ρ является аномально малым для аморфных систем, которые обычно характеризуются $\rho \sim 10^3 - 10^4$ ом.см. /3/. Это обстоятельство позволяло предположить неоднородность пленки по глубине, а именно, что непосредственно к контактам прилегает вырожденный олоид Te , который и определяет низкоомность образца.

Измерения эффекта Холла дали следующие результаты:

$$\text{постоянная Холла, } R_H = -4,64 \text{ см}^3/\text{к},$$

$$\text{холловская подвижность, } \mu_H = \frac{R_H}{\rho} = 74,8 \text{ см}^2/\text{век.}$$

Аналогичные измерения были проведены на аморфной пленке $Ge_{16}Te_{82}Sb_2$ ($d = 1,4$ мкм), полученной в том же режиме напыления, но с задержкой испарения на подложку с помощью заслонки, т.е. с уменьшенной толщиной низкоомного слоя Te .

В этом случае:

$$\rho = 1,06 \text{ ом.см.},$$

$$R_H = -2,68 \text{ см}^3/\text{к},$$

$$\mu_H = 2,53 \text{ ом}^2/\text{в сек.}$$

Таким образом, ρ увеличилось почти в 20 раз при уменьшении толщины прилегающего к контактам слоя Te .

Неоднородность пленки $Ge_{16}Te_{82}Sb_2$ подтверждается данными измерения ее удельного сопротивления при другом направлении протекания тока — "поперек" образца. Для проведения этого эксперимента поверх аморфной пленки напылялся никелевый электрод, так что образец имел вид "креста" (см. рис.) Удельное сопротивление определялось по формуле $\rho = \frac{V_s S}{I d}$, где S — площадь аморфной пленки, находящейся на перекрытии электродов шириной $l = 0,02$ см, а $d = 1,2$ мкм — толщина аморфной пленки.

При такой методике измерения ток проходит через все слои пленки, удельное сопротивление оказалось равным $3,6 \cdot 10^3$ ом.см.

Таким образом, неоднородность пленки $Ge_{16}Te_{82}Sb_2$ можно считать доказанной. К аналогичным результатам пришли авторы работы /4/, в которой исследовался вопрос напыления трехкомпонентных аморфных пленок и их состава по глубине.

Для проверки достоверности результатов, полученных по методу Ван-дер-Пау, были проведены контрольные измерения электропроводности и эффекта Холла на кристаллической пленке $GeTe$ ($d = 1$ мкм.) и металлической пленке Cu ($d = 0,3$ мкм.).

Измерения дали следующие значения параметров:

для $GeTe$:

$$\rho = 2,15 \cdot 10^{-4} \text{ ом.см.}$$

$$R_H = 5,1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{к},$$

$$P = 0,122 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3},$$

$$\mu_H = 23,7 \text{ см}^2/\text{в сек};$$

для Cu :

$$\rho = 4,08 \cdot 10^{-6} \text{ ом.см.},$$

$$R_H = -0,71 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{к},$$

$$n = 0,66 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3},$$

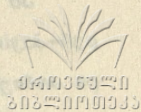
$$\mu_H = 17,4 \text{ см}^2/\text{в сек.}$$

Вышеприведенные значения измеренных величин для кристаллической пленки GeTe достаточно точно совпадают с соответствующими данными работы /5/. При исследовании аморфных пленок знак постоянной Холла оказался отрицательным, что теоретически соответствует электронной проводимости, в то время как знак термо э.д.с. — положительным, что соответствует дырочной проводимости. Это так называемая " n - P " знаковая аномалия, которая может быть объяснена спецификой прыжкового механизма электропроводности /6/.

Знаки термо э.д.с. и постоянной Холла совпали в случае пленок Cu и GeTe . Необходимо учитывать, что при измерении удельного сопротивления методом Ван-дер-Пау следует ограничивать величину тока некоторым I_{max} , выше которого оказываются эффекты разогрева образца.

Таким образом, проведенная работа позволяет сделать заключение, что пленки многокомпонентных сплавов, полученные термическим испарением в вакууме, существенно

неоднородны по глубине. Необходимо изменить методику напыления с тем, чтобы обеспечить равномерный приток атомов всех компонентов сплава к подложке.



Поступила 24.У.1979

Кафедра физики
твёрдого тела

ЛИТЕРАТУРА

1. S.R.Ovshinsky, Phys. Rev. Lett., 21, 1450, 1968.
2. К.Зеегер. Физика полупроводников, 583, "Мир", 1977.
3. Н.Ф.Мотт, Е.А.Девис. Электронные процессы в некристаллических веществах, "Мир", 1974.
4. Б.А.Мамонтов, В.С.Минаев, В.Р.Дарашкевич. Труды шестой международной конференции по аморфным и жидким полупроводникам, 193, "Наука", 1976.
5. K.L. Chopra, S.K. Bahl. J. Appl. Phys., 10, 10, 1969.
6. L. Friedman, J. Non-Cryst. Solids, 7, 324, 1971.

Ուսումնասիրվել է Լ. Ֆրիդմանի

ճանաչողական-ալոպոզիտային սոստիանի տեղի յարկերի
զանգի շրտճարտարանի ծանուցիկ սոստիանի ճանաչողական

հրատարակում

Ջրինի սոստիանի ճանաչողական ալոպոզիտային ճանաչողական ճանաչողական
ճանաչողական ճանաչողական ճանաչողական ճանաչողական ճանաչողական
ճանաչողական ճանաչողական ճանաչողական ճանաչողական ճանաչողական
ճանաչողական ճանաչողական ճանաչողական ճանաչողական ճանաչողական

ამ მიზნით შრომაში შესწავლილია $Ge_{16}Te_{82}Sb_2$ ჭრები ვან-
დერ-პაუს ნეოტეოტი. აღნიშნული ჭრები ნიღბულია ვაკუუმში ჭრის-
ლი აორთქლების გზით.

ნიღბული შედეგები ჩვენს სამუაიებას დავასვენებ, რომ
ამ შენაყნობის ჭრები არაერთგვაროვანია სიღრმის მიხედვით.

სიღრმის მიხედვით ერთგვაროვანი ჭრების ნისაღებად
საყნობა დაყნის მიოტეოტის შეცვლა ინიტვარად, რომ ჭრის ბრების
მიხედვით დროის განმავლობაში ორთქლის შენაყნებლობა იყოს ერთგვარ-
ოვანი.

I, Chkartishvili, S, Lebedinsky

EXPLORATION OF THE HOMOGENEITY OF AMORPHOUS Ge -Te FILMS IN DEPTH

Summary

The difference in resistivity, measured when the current passes along and across the sample, can be taken as a measure of homogeneity in depth of a film.

Using Van-der-Pau's method, thin amorphous films of $Ge_{16}Te_{82}Sb_2$, obtained by vacuum thermal evaporation, have been investigated. Measurements show that these films are strongly nonhomogeneous in depth.

To exclude the nonhomogeneity of polycomponent alloy films in depth it is necessary to change the very method of evaporation, so as to provide influx of a compositionally homogeneous steam to the substrate during the growth of the film.

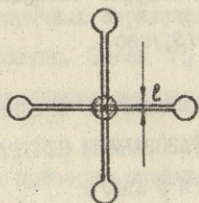


Рис. Образец в форме "креста", используемый для измерения удельного сопротивления при поперечном протекении тока.

ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ СКЕЙЛИНГА В СРЕДНЕМ В П⁺Р И П⁻С
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С ОБРАЗОВАНИЕМ НЕЙТРАЛЬНЫХ СТРАННЫХ
ЧАСТИЦ ПРИ 5 ГэВ/с

Н.С.Амаглобели, Ю.А.Будагов^I, А.Г.Володько^I, А.Ш.Гавашели,
В.П.Джелепов^I, Ю.Ф.Ломакин^I, В.С.Румянцев^{II}, Р.Г.Салуквадзе,
В.Б.Флягин^I, Б.Г.Чиладзе, Ш.С.Шошиашвили.

В работе /1/ была предложена гипотеза, предсказывающая новые закономерности для спектров вторичных частиц, рождающихся в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях - так называемый скейлинг в среднем. Согласно этой гипотезе одночастичные инвариантные распределения продольных и поперечных импульсов вторичных частиц в реакциях множественного рождения должны подчиняться следующим масштабным соотношениям:

$$\frac{1}{6} \frac{d\sigma}{dx_1} = \Phi_1 \left(x_1 = \frac{P_1}{\langle P_1 \rangle} \right), \quad (1)$$

I Объединенный институт ядерных исследований, Дубна.

II Институт физики АН БССР, Минск.

$$\frac{1}{6} \frac{d\delta}{dx_{11}} = \Phi_{11} \left(x_{11} = \frac{P_{11}}{\langle P_{11} \rangle} \right), \quad (2)$$

где функции Φ_1 и Φ_{11} не зависят от начальной энергии, от множественности вторичных заряженных частиц, а также от типа сталкивающихся частиц. Здесь P_{11} и P_{11} — поперечная и продольная составляющие импульса частиц в с.п.м., соответственно.

Экспериментальная проверка скейлинга в среднем, проведенная для реакций $p p \rightarrow \pi^+ \dots$ при импульсах 13+300 ГэВ/с /1/, $p p \rightarrow K^0 + \dots$ и $p p \rightarrow \Lambda^0 + \dots$ при 19 ГэВ/с /2/, $\pi^- p \rightarrow \pi^+ + \dots$ при 40 ГэВ/с /3/ и $\pi^- p \rightarrow \gamma + \dots$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^0 + \dots$ при 5 ГэВ/с /4/, подтвердила справедливость этой гипотезы для спектров нелидирующих частиц.

В работах /5/ рассмотрена возможная связь гипотезы скейлинга в среднем с ранее выдвинутыми масштабными соотношениями /6/, а также различные следствия, вытекающие из этой гипотезы.

Настоящая работа посвящена проверке скейлинга в среднем в π^- -протонных и π^- -углеродных взаимодействиях с рождением нейтральных странных частиц Λ^0/Σ^0 и K^0/\bar{K}^0 в реакциях

$$\pi^- p \rightarrow K^0 + \pi_{\pm} + X^0, \quad (3)$$

x В дальнейшем для краткости вместо Λ^0/Σ^0 и K^0/\bar{K}^0 будем писать Λ^0 и K^0 .

$$\pi^-c \rightarrow K_1^0 + \chi, \quad (4)$$

$$\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 + p_+ + \chi^0, \quad (5)$$

$$\pi^-c \rightarrow \Lambda^0 + \chi \quad (6)$$

04.0353.20
002.0110333

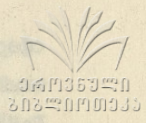
при 5 ГэВ/с.

Экспериментальные данные основаны на статистике, включающей 1223 Λ^0 и 1374 K_1^0 , для π^-p взаимодействий и 1280 Λ^0 и 1011 K_1^0 , для π^- -углеродных взаимодействий, зарегистрированных в метровой пропановой пузырьковой камере Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ /7/.

Система обработки и критерии отбора событий с V^0 частицами описаны ранее в работах /8,9/. Изучение соотношений (1) и (2) в зависимости от множественности вторичных заряженных частиц требует предварительного вычисления средних значений продольных и поперечных импульсов Λ^0 и K_1^0 частиц в событиях заданной топологии. Весь набор значений $\langle P_L \rangle$ и $\langle P_{\perp} \rangle$, необходимый для дальнейших исследований реакций (3+6), приведен в таблице 1. Данные для π^-c взаимодействий приведены без разделения по топологиям^х. На рисунках 1, 2 представлены полученные в данной работе экспериментальные распределения $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_L}$ для реакций (3-6).

На рисунке 2 для сравнения приведены также данные для

х Для расчетов в системе центра инерции в π^- -углеродных взаимодействиях за массу мишени была принята масса нуклона.



реакций $pp \rightarrow K_1^0 + \dots$ при 69 ГэВ/с и 300 ГэВ/с /10, II/. Из рисунков видно, что рассматриваемые распределения в пределах погрешностей эксперимента не чувствительны к изменению числа вторичных заряженных частиц, а также к изменению типа мишени. Распределения $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_1}$ для реакций (3+6) при 5 ГэВ/с аппроксимировались функцией

$$\Phi_1 \left(\frac{P_L}{\langle P_L \rangle} \right) = a \left(\frac{P_L}{\langle P_L \rangle} \right)^c \exp \left[-b \left(\frac{P_L}{\langle P_L \rangle} \right) \right], \quad (7)$$

где a , b и c - свободные параметры. Найденные значения параметров приведены в таблице 2. Там же для сравнения приведены значения параметров a , b и c , полученные в работе /2/ для реакций $pp \rightarrow K_1^0 + \dots$ и $pp \rightarrow \Lambda^0 + \dots$ при 19 ГэВ/с. Из таблицы 2 видно, что указанные параметры в пределах ошибок совпадают.

Проведенный анализ данных свидетельствует о том, что распределения $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_1}$ для реакций (3+6) не зависят от множественности вторичных заряженных частиц, от энергий и типа сталкивающихся частиц. Рассмотрим теперь распределения по продольным импульсам. Известно, что в случае столкновения неидентичных частиц распределение по продольным импульсам несимметрично относительно $P_{||} = 0$. Учитывая эту особенность, распределение $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_{||}}$ будем рассматривать отдельно для передней и задней полушфер.

На рисунках 3 и 4 представлены экспериментальные значения величин $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_{||}}$ для реакций (3+4) в задней полушфере ($P_{||} < 0$) и для реакций (5+6) - в передней полуш-

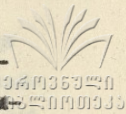
сфере ($P_{II} > 0$). Там же для сравнения нанесены аппроксимирующая функция (8) для реакции $pp \rightarrow K_1^0, \dots$ при 19 ГэВ/с, приведенная в работе /2/, и экспериментальные распределения для реакций $pp \rightarrow K_1^0, \dots$ при 69 ГэВ/с и 300 ГэВ/с /10, 11/. Результаты аппроксимации наших данных функцией

$$\Phi_{II} \left(\frac{P_{II}}{\langle P_{II} \rangle} \right) = d \exp \left[-e \left(\frac{P_{II}}{\langle P_{II} \rangle} \right) - f \left(\frac{P_{II}}{\langle P_{II} \rangle} \right)^2 \right], \quad (8)$$

где d , e и f - свободные параметры, вместе с аналогичными параметрами для pp -взаимодействий при 19 ГэВ/с /2/ приведены в таблице 3. Из таблицы видно, что значения свободных параметров для различных реакций совпадают в пределах ошибок. В рассматриваемых областях по P_{II} статистическая обеспеченность экспериментальных данных довольно низка и не позволяет определить зависимость распределений $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_{II}}$ от множественности вторичных заряженных частиц.

Из рисунков 3 и 4 и данных таблицы 3 видно, что полученные распределения $1/\sigma \frac{d\sigma}{dx_{II}}$ для K_1^0 мезонов в задней полушере совпадают в пределах погрешностей с соответствующими распределениями при более высоких энергиях. Аналогичный вывод оправдлив и для распределений Λ^0 гиперонов в передней полушере. Это свидетельствует о независимости распределений $1/\sigma \frac{d\sigma}{dx_I}$ для K_1^0 и Λ^0 частиц при 5 ГэВ/с от энергий и от типа сталкивающихся частиц.

Распределение $1/\sigma \frac{d\sigma}{dx_{II}}$ для K_1^0 мезонов из реак-



ций (3+4) в передней полусфере приведены на рис.5. Это распределение сравнивалось нами по критерию χ^2 с аппроксимирующей функцией (8), полученной выше. Значения χ^2 приведены в таблице 4. Как видно из рисунка 5 и таблицы 4, распределение K_1^0 мезонов в передней полусфере для реакций (3+4) не согласуется с предсказаниями гипотезы окейлинга в среднем, особенно для событий с малой множественностью. Это расхождение можно объяснить тем, что значительную часть K_1^0 мезонов, вылетающих в переднюю полусферу, составляют лидирующие частицы, для которых и не следовало бы ожидать масштабного поведения в распределениях по продольным импульсам.

Аналогичное поведение наблюдается и для Λ^0 гиперонов, вылетающих в заднюю полусферу (реакции 5+6, рис.6).

В заключение сформулируем основные выводы настоящей статьи:

1) Одночастичные неинвариантные распределения по поперечным импульсам для K_1^0 -мезонов и Λ^0 -гиперонов, образовавшихся в реакциях (3-6) при 5 ГэВ/с, согласуются с предсказаниями гипотезы окейлинга в среднем.

2) Одночастичные неинвариантные распределения по продольным импульсам K_1^0 -мезонов и Λ^0 -гиперонов из реакций (3+6) согласуются с предсказаниями гипотезы окейлинга в среднем в тех областях фазового пространства, в которых исследуемые частицы не являются лидирующими.

Поступила 12.XI.1979

Лаборатория ядерной
физики высоких энергий

ЛИТЕРАТУРА



1. F.T. Dao et al, Phys. Rev. Lett., 33, 289 (1974).
2. V.M.Hagman et al, Physica Scripta, 14, 24 (1976).
3. Н. Анделов и др. ЯФ, 23, 583, 1976.
4. Н.С.Амаглобели и др. ЯФ, 27, 995, 1978.
5. D.B.Lichtenberg, Phys. Rev. Lett., 33, 1520 (1974);
B.E.Y.Svensson, L.Sollin, Phys. Rev. Lett., 34, 1199 (1975);
W.Ernst, J.Schmitt, Nuovo Cim. Lett., 16, 39 (*1976);
R.J.Yaes, Phys. Rev. Lett., 36, 821 (1976).
6. Z. Koba et al, Nucl. Phys., B40, 317 (1972).
R.P.Feynman, Phys. Rev. Lett., 23, 1415 (1969).
7. А.В.Богомолов и др. ПТЭ, I, 61, 1964.
8. Ю.А.Будагов и др. Сообщение I-6568, ОИЯИ, 1972.
9. Н.С.Амаглобели и др. Препринт PI-9513, 1976.
10. V.V.Ammosov et al, Nuclear Phys., B115, 269 (1976).
11. A.Sheng, Phys. Rev., D11, 1173 (1975).

ბ. ამალოძე, ი. ბუბაგოვი, ა. ურდუაძე, ა. გავაშვილი, ვ. ჯგერაძე,
ი. ლომაჯინი, ვ. რეზინაშვილი, რ. საღურჯაძე, ვ. ღლიაგინი, ბ. ყილაძე,
შ. შიშინაშვილი

5 GeV/c იმპულსზე π^-p და π^+C ურთიერთაქრობების
თანხრობითი მანიფესტაციის მარტივი მეთოდი
კონსტრუქციის შედგენა
რეზიუმე

მოცემულ ნაშრომში შესწავლილია 5 GeV/c იმპულსის მქონე
ბეზონების პროფილებთან და ნახშირბადთან ურთიერთქმედებაში
მარტივი მანიფესტაციის Λ^0 ტიპურ მნიშვნელობას და K^0 ბეზონების განსწორებულ და
განუხლებულ იმპულსების არაინტეგრირებულ განსწორებებს.



ნაჩვენებია, რომ Λ^0 და K_1^0 -ნაწილაკებისათვის განივი
 იმპულსების ურთიანწილაკოვანი არანვარიატული განაწილებები უნდა
 იქნება საშუალო მნიშვნელობების სკეილინგის გიპოთეზას. Λ^0 და K_1^0 -
 ნაწილაკების განივი იმპულსების ანალიტიკური განაწილებები საშუა-
 რული მნიშვნელობების სკეილინგის გიპოთეზას ემხვევა ფაქტურ სივ-
 რცის ნახილვი იმ არეებში, სადაც ტენიანობისწილი ნაწილაკები იძუ-
 რება არ ნარმობებენ.

N.Amaglobeli, Yu.Budagov, A.Volodko, A.Gavasheli, B.Dzheleпов,
 Yu.Lomakin, V.Rumyantsev, R.Salukvadze, V.Flyagin, B.Chiladze,
 Sh.Shoshiashvili.

VERIFICATION OF THE HYPOTHESIS OF SCALING IN
 MEAN IN π^-p AND π^-C INTERACTIONS WITH NEUTRAL
 STRANGE PARTICLE PRODUCTION AT 5 GeV/c

Summary

Non-invariant distributions of longitudinal and transverse momenta
 of Λ^0 -hyperons and K_1^0 -mesons produced in π^-p -proton and
 π^-C -carbon interactions are studied.

It is shown that non-invariant one particle distributions on trans-
 verse momenta for K_1^0 -mesons and Λ^0 -hyperons agree with the predic-
 tions of the hypothesis of "scaling in the mean". The same distributions
 on longitudinal momenta agree with that hypothesis only in those areas
 of phase space where K_1^0 -mesons and Λ^0 -hyperons are not leading
 particles.

		ЧИСЛО ЛУЧЕЙ			
		0	2	все пр соб.	все пс соб.
$\langle I_{\text{пр}} \rangle$	$R_{\text{пр}} > 0$	0.558 ± 0.061	0.305 ± 0.016	0.322 ± 0.015	0.262 ± 0.016
	$R_{\text{пр}} < 0$	0.879 ± 0.018	0.542 ± 0.013	0.626 ± 0.011	0.767 ± 0.013
ГЭВ/с	$R_{\text{пр}} > 0$	0.634 ± 0.021	0.363 ± 0.012	0.441 ± 0.011	0.369 ± 0.013
	$R_{\text{пр}} < 0$	0.283 ± 0.023	0.223 ± 0.010	0.228 ± 0.009	0.336 ± 0.013
$\langle R_{\text{п}} \rangle$	Λ°	0.418 ± 0.012	0.445 ± 0.008	0.408 ± 0.006	0.422 ± 0.006
	ГЭВ/с	Λ°	0.410 ± 0.011	0.373 ± 0.007	0.378 ± 0.006

Таблица 2.

	а	б	с	χ^2 ЧИСЛО ТОЧЕК	
$\langle \text{пр} \rangle$	Λ°	11.91 ± 1.02	2.90 ± 0.07	1.90 ± 0.07	4 / 37
$\langle \text{пс} \rangle$	Λ°	12.18 ± 1.05	2.91 ± 0.07	1.91 ± 0.07	37 / 37
5 ГЭВ/с	Λ°	12.8 ± 0.8	2.95 ± 0.06	1.95 ± 0.06	104 / 54
19 ГЭВ/с	Λ°	12.7 ± 1.0	2.95 ± 0.07	1.95 ± 0.07	135 / 57

Таблица 3.

	d	e	f	χ^2 ЧИСЛО ТОЧЕК	
$\langle \text{пр} \rangle$	Λ°	0.83 ± 0.13	0.63 ± 0.12	0.10 ± 0.04	12 / 20
5 ГЭВ/с	Λ°	0.88 ± 0.02	0.66 ± 0.01	0.11 ± 0.01	108 / 72
19 ГЭВ/с	Λ°	0.88 ± 0.02	0.66 ± 0.01	0.11 ± 0.01	108 / 72

Таблица 4.

	ЧИСЛО ЛУЧЕЙ			
	0	2	пр все	пс все
χ^2 / число точек	51 / 5	32 / 8	30 / 10	124 / 7

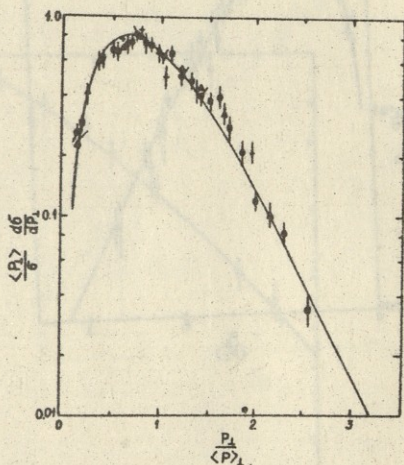


Рис. I.

Распределение $\left(\langle P_1 \rangle / \langle P_1 \rangle_0\right) \frac{d\sigma}{dP_1}$ в зависимости от $P_1 / \langle P_1 \rangle$ в реакциях $\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 \dots$ и $\pi^-c \rightarrow \Lambda^0 \dots$ при 5 Гэв/с.

Точки: + - 0-лучевые, Δ - 2-лучевые, \bullet - все π^-p ,
 \blacksquare - все π^-c события. Сплошная кривая - результат аппроксимации соответствующих распределений в реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 \dots$ при 19 Гэв/с/2/.

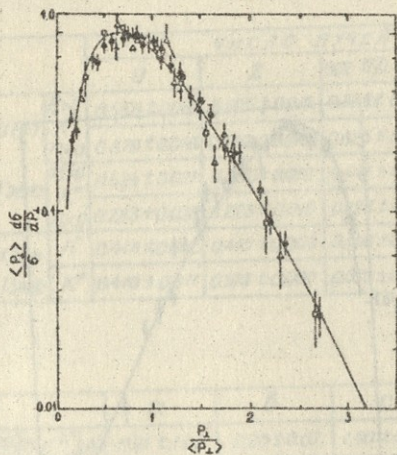


Рис. 2.

Распределение $(\langle P_1 \rangle / \mathcal{G}) \frac{d\mathcal{G}}{dP_1}$ в зависимости от $P_1 / \langle P_1 \rangle$ в реакциях $\Pi P \rightarrow K_i^0 \dots$ и $\Pi C \rightarrow K_i^0 \dots$ при 5 ГэВ/с, $P P \rightarrow K_i^0 \dots$ при 69 ГэВ/с/10/ и 300 ГэВ/с/11/.
Точки: + 0-лучевые, Δ - 2-лучевые, \odot - все ПР, \blacksquare - все ПС события, \square - при 69 ГэВ/с, \triangle - при 300 ГэВ/с. Сплошная кривая - результат аппроксимации соответствующих распределений в реакции $P P \rightarrow K_i^0 \dots$ при 19 ГэВ/с/2/.

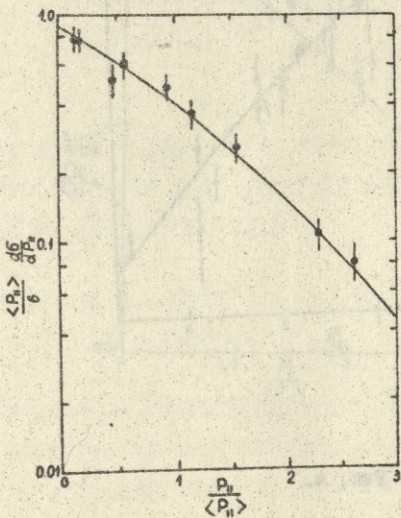


Рис. 3.

Распределение $(\langle P_1 \rangle / \epsilon) \frac{d\epsilon}{dR_1}$ в зависимости от $P_{II} / \langle P_{II} \rangle$ при $P_{II} > 0$ в реакциях $\Pi^+ p \rightarrow \Lambda^0 \dots$ (●) и $\Pi^+ S \rightarrow \Lambda^0 \dots$ (■) при 5 Гэв/с. Сплошная кривая - результат аппроксимации соответствующих распределений в реакции $pp \rightarrow \Lambda^0$ при 19 Гэв/с/2/.

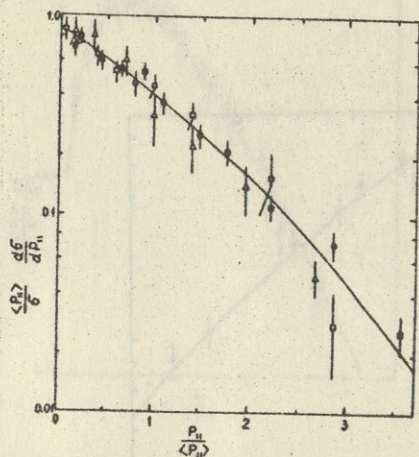


Рис. 4.

Распределение $\langle P_n \rangle / \langle P \rangle$ в зависимости от $P_n / \langle P \rangle$ при $P_n < 0$ в реакциях $\pi^+ p \rightarrow K_1^0 \dots$ (\bullet) и $\pi^- p \rightarrow K_1^0 \dots$ (\blacksquare) при > 1 Гэв/с, $p p \rightarrow K_1^0 \dots$ при 6.9 Гэв/с/10/ (\square) и при 300 Гэв/с (Δ). Сплошная кривая — результат аппроксимации соответствующих распределений в реакции $p p \rightarrow K_1^0 \dots$ при 1.9 Гэв/с/2/.

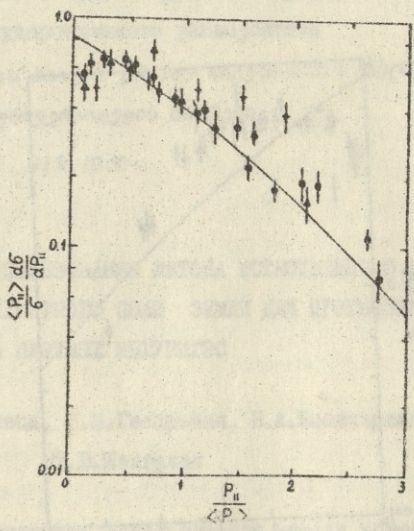


Рис. 5.

Распределение $\left(\frac{\langle P_{II} \rangle}{G}\right) \frac{d\sigma}{dP_{II}}$ в зависимости от $\frac{P_{II}}{\langle P_{II} \rangle}$ при $P_{II} > 0$ в реакциях $\pi^- p \rightarrow K_1^0 \dots$ и $\pi^- C \rightarrow K_1^0 \dots$ при 5 Гэв/с (точки - то же, что на рис. I).

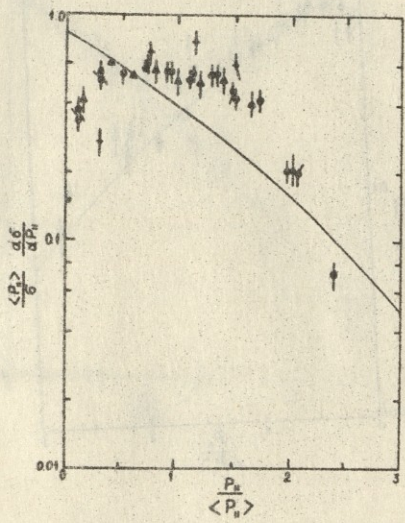


Рис. 6.

Распределение $\left(\frac{\langle P_n \rangle}{\sigma}\right) \frac{d\sigma}{dP_n}$ в зависимости от $P_n / \langle P_n \rangle$
 при $P_n < 0$ в реакциях $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 \dots$ и $\pi^- C \rightarrow \Lambda^0 \dots$
 при 5 Гэв/с (точки-то же, что на рис. 1).

213, 1980

К ВОПРОСУ ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА ЕСТЕСТВЕННОГО ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ДЛЯ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ НА ПЛОТИНЕ ИНГУРИГЭС

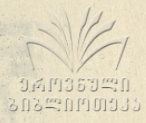
А.М.Ахалкаци, Ш.Ш.Гелашвили, В.А.Набжчривили,
Т.В.Шенгелая

Впервые возможность использования метода естественного импульсного электромагнитного поля Земли / ЕИЭМПЗ / для прогнозирования землетрясений была высказана профессором А.А.Воробьевым /1/. Первые инструментальные наблюдения эффектов, существование которых связывается с наличием в литосфере высоких электрических полей, были проведены в районе Чарвакской ГЭС близ Ташкента. Был установлен вклад импульсов электромагнитного излучения литосферного происхождения в естественное импульсное электромагнитное поле, изучены суточные изменения частоты появления импульсов электромагнитного излучения и связи этих изменений с сеймомонохемическими /2/. Данные подтвердили полученные ранее результаты о преимущественном местоположении основного очага излучателей в литосфере.

В лаборатории радиационной физики Тбилисского государственного университета совместно с Томским политехническим институтом были начаты работы с целью разработки методики краткосрочного прогнозирования землетрясений у плотины ИнгуриГЭС. Выбор ИнгуриГЭС был обусловлен тем, что в теле плотины этого объекта неизбежно возникают большие механические напряжения, которые могут вызвать разломы.

С целью изучения появления импульсов электромагнитного излучения /ИЭМИ/ в породах при механическом нагружении нами были изготовлены пластинки различной формы толщиной 5 мм, отобранные из стен подземного машинного зала ИнгуриГЭС и образцов бетона, укладываемого в плотину. Было проведено испытание этих образцов на установке для исследования ИЭМИ неметаллических материалов при их механическом нагружении. Эта установка давала возможность одновременно регистрировать тензо- и сейсмосигналы. По тензосигналу можно судить о величине деформации образцов с начала нагружения. Регистрация сейсмосигнала необходима, чтобы связать по времени сигнал ИЭМИ и сейсмосигнал, который появляется в момент разрушения образцов. В большинстве случаев момент разрушения образцов осадочных пород /стены машинного зала/ сопровождается наблюдаемым ИЭМИ. В одном случае ИЭМИ наблюдалось до разрушения образца, а на двух образцах мягких пород ИЭМИ не наблюдалось даже в момент разрушения.

Для регистрации импульсов ИЭМИЗ была собрана и испытана установка, блок-схема которой показана на рис. 1. Здесь B_1 -блок входной цепи, представляющий собой предварительный усил-



Центральная библиотека
Академии наук СССР

нитель. Он является согласующим звеном между антенной и усилителем, повышающим чувствительность усилителя. Блок B_2 представляет собой Т-образный режекторный фильтр, служащий для защиты усилителя от наводок промышленной частоты 50 гц. B_3 - аттенкатор; он обеспечивает в полосе частот 0-50 Кгц коэффициент деления 3,16 с точностью 0,5% на ступень; имеет 6 ступеней. B_4 - высокочастотный усилитель с коэффициентом усиления по напряжению $10^2 - 10^5$ при температурах 15-50°C. Стабильность коэффициента усиления в данном диапазоне температур не больше 2%. Уровень шумов не более 5 мкв. Полоса пропускания - $5 \cdot 10^2 - 10^5$ гц. B_5 - дискриминатор; служит для отбора нужных амплитуд сигналов и запуска ждущего мультивибратора. B_6 - ждущий мультивибратор; представляет собой одновибратор с эмиттерной связью, работающий в режиме насыщения. Имеет два устойчивых положения; служит в качестве формирователя импульсов запуска механических счетчиков. B_7 - блок автоматики с электронными часами и шаговым искателем, который через каждый час подключает следующий механический счетчик. B_8 - стабилизатор напряжений с входным напряжением до 18 в и выходным стабилизированным напряжением 17 в. Питание осуществляется батареей аккумуляторов. Блок механических счетчиков состоит из 24 счетчиков типа 9В120. В качестве детектора Д использовались два параллельных высокочастотных кабеля. Детектор регистрировал электрическую составляющую электромагнитного поля.

Для проверки работы аппаратуры был снят суточный ход интенсивности импульсов электромагнитного излучения в разных районах СССР /рис.2-4/. На рис. 2 изображена гистограмма су-

точного хода интенсивности импульсов электромагнитного поля в селе Марткопи Гардабанского района при рабочей частоте $f_0 = 23$ КГц и полосе пропускания $\Delta f = 4$ КГц, при пороговой чувствительности по напряжению $U_0 = 35$ мкВ. На рис. 3 изображена гистограмма суточного хода интенсивности в селе Эвженти Тианетского района при рабочей частоте $f_0 = 23$ КГц и полосе пропускания $\Delta f = 4$ КГц; пороговая чувствительность по напряжению $U_0 = 165$ мкВ. На рис. 4 приведена гистограмма суточного хода интенсивности импульсов электромагнитного поля излучения на плотине ИнгуриГЭС при $f_0 = 23$ КГц, $\Delta f = 4$ КГц и $U_0 = 1200$ мкВ. При этом в селах Марткопи и Эвженти в качестве датчика служила рамочная магнитная антенна. Как видно из рисунков, характер изменения суточного хода во всех случаях одинаков и характерен для обычных условий /3/.

Аппаратура была проверена также при возмущениях в литосфере. При этом показания экспериментов по методу ЕИЭМПЗ коррелировались с данными сейсмологов. Один из примеров приведен на рис. 5. Здесь изображен суточный ход интенсивности импульсов электромагнитного излучения на плотине ИнгуриГЭС за 9-10 февраля 1976 года. Из рисунка видно, что в 16 часов 9 февраля началось резкое возрастание интенсивности, которое достигло максимума в 18 часам. Через 10 часов 30 минут после начала резкого возрастания интенсивности, т.е. в 2 часа 30 минут 10 февраля сотрудниками наклономерной лаборатории Института геофизики АН СССР, расположенной в той же штольне, было зарегистрировано землетрясение местного характера.



TOWARDS THE USE OF THE METHOD OF THE EARTH'S
NATURAL PULSE ELECTROMAGNETIC FIELD IN PREDICTING
EARTHQUAKES AT THE INGURI HES DAM

Summary

The paper deals with the single-channel scheme at the Inguri HES dam. The scheme is used to record the impulses of the earth's natural electro-magnetic field. The increasing number of impulses, given in the paper, shows the feasibility of using the proposed method in predicting earthquakes of local nature.

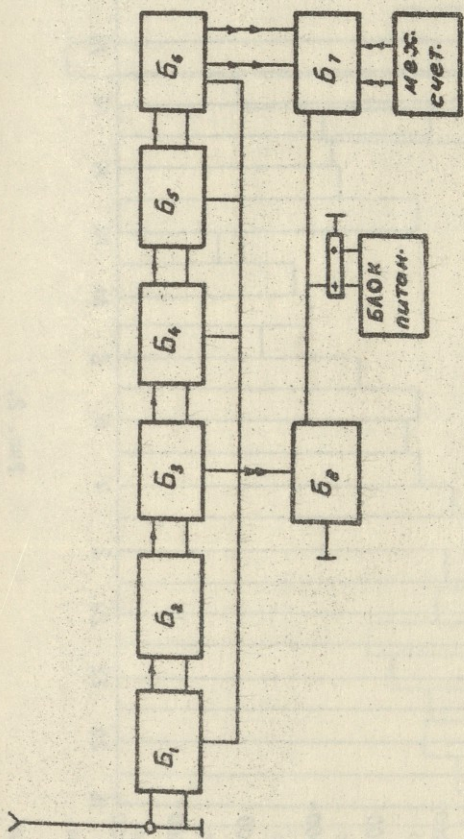


Рис. 1.

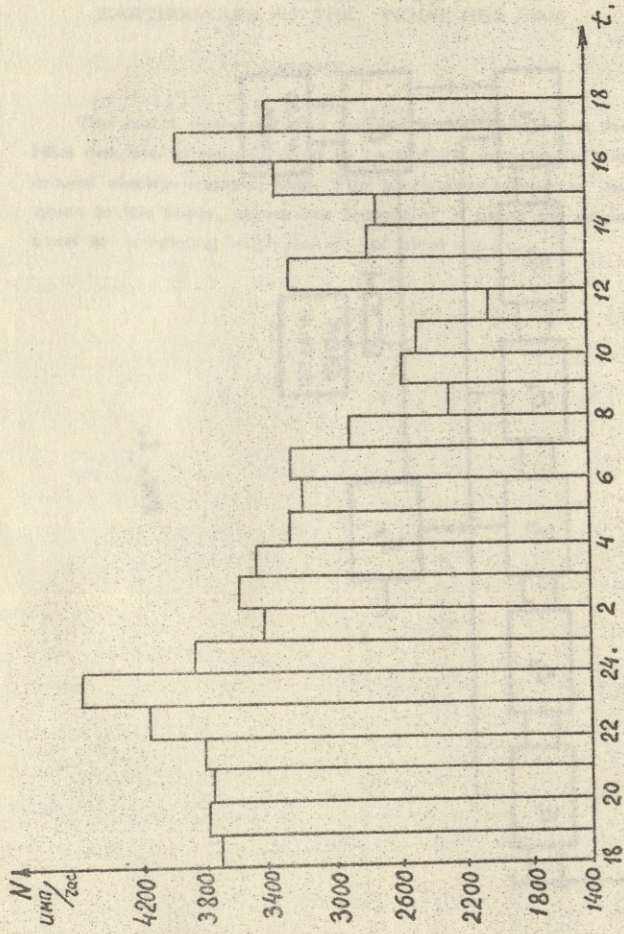
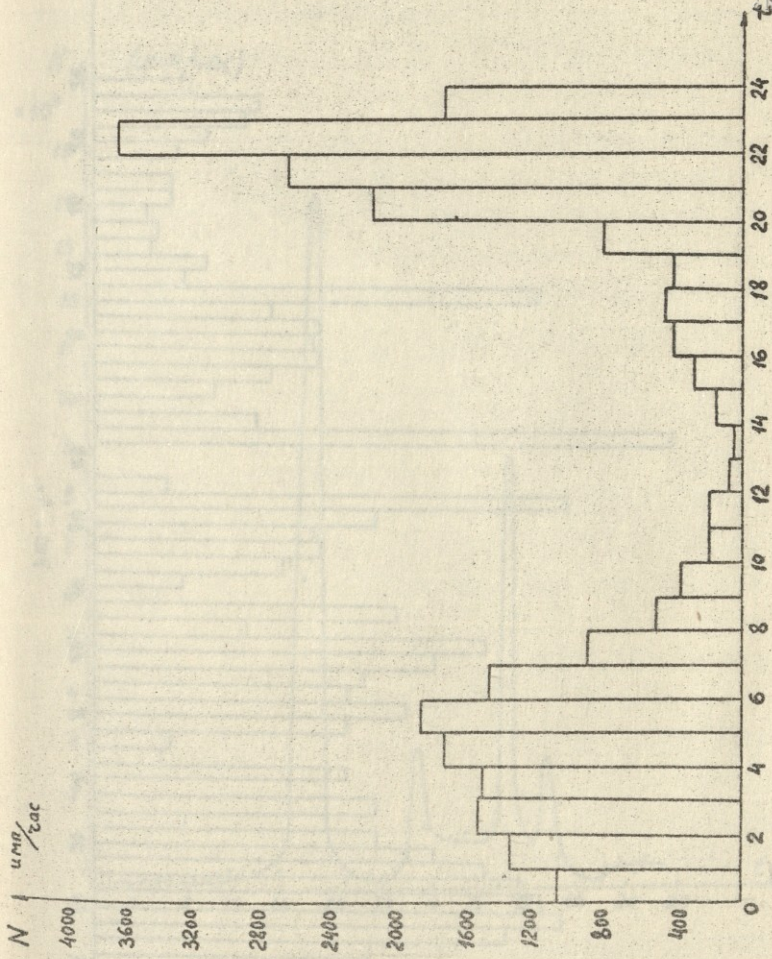
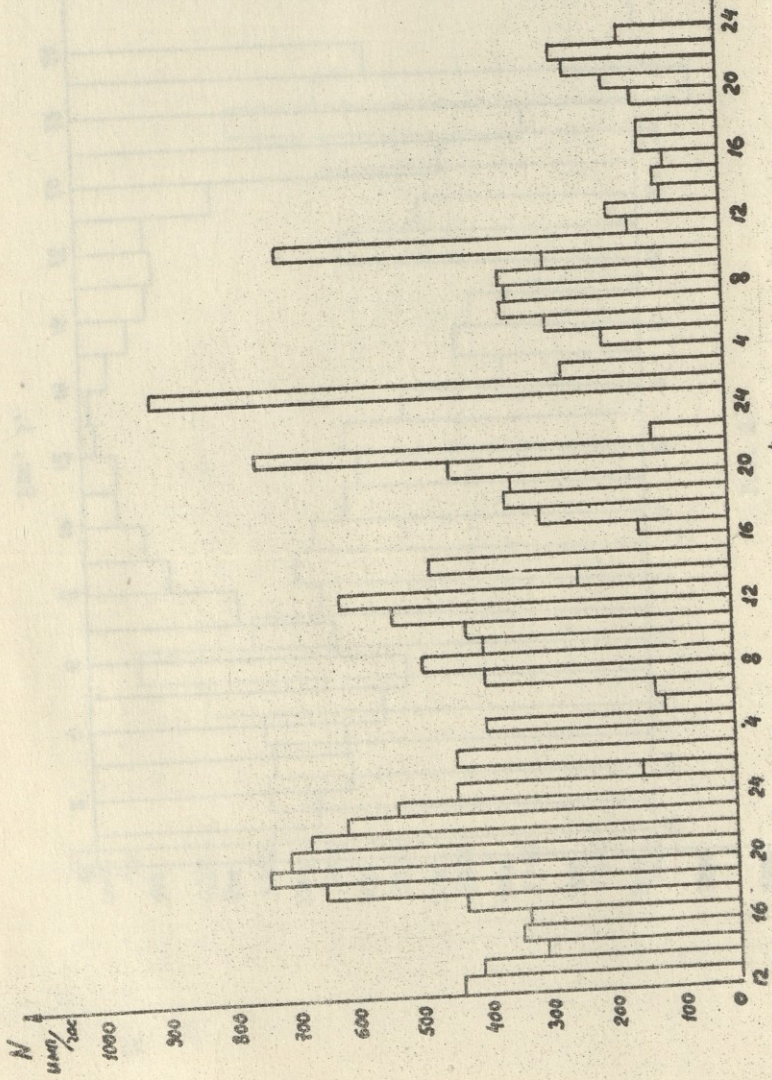


Рис. 2.



ՔՐԿ. 3.



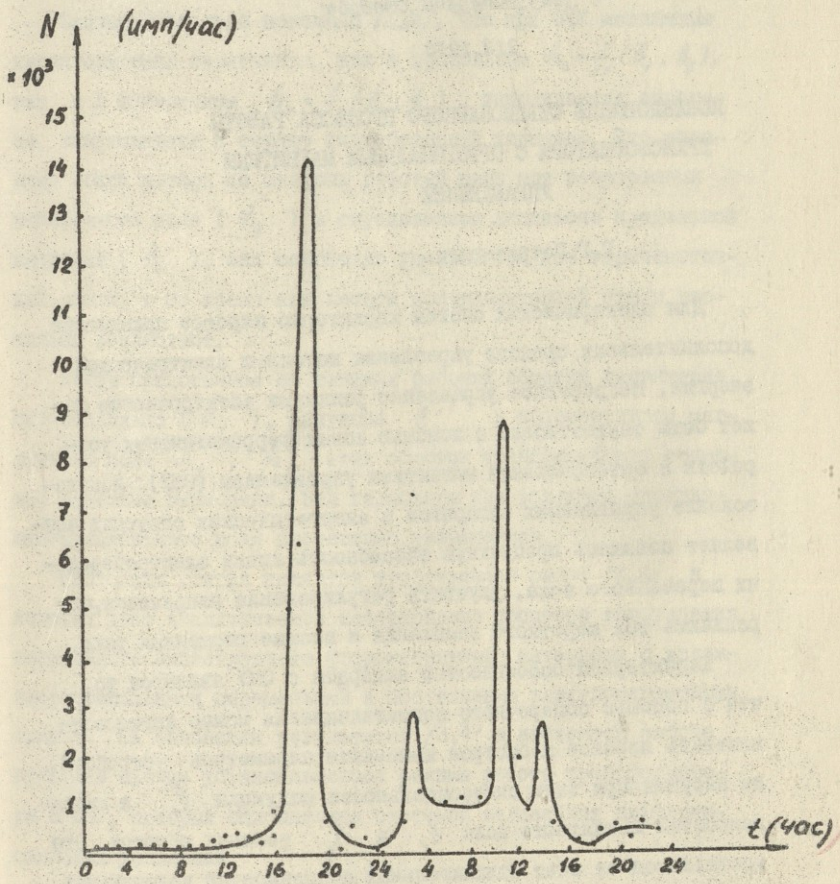


Рис. 5.

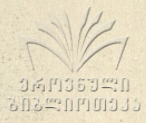
213, 1980

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАЦИОНАРНОГО ПРОЦЕССА РАБОТЫ
ТРАНСФОРМАТОРА С ОРТОГОНАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ
УПРАВЛЕНИЕМ

Г.Г.Петриашвили

Для электрических систем характерно широкое применение дополнительных средств управления потоками электрической энергии. Непрерывное управление режимами электросистем может быть осуществлено с помощью новых ферромагнитных устройств с ортогональным магнитным управлением (ОМУ). Использование управляемых аппаратов в энергетических системах позволяет повышать пропускную способность линии электропередачи переменного тока, улучшить регулирование напряжения, ограничить ток короткого замыкания и высшие гармоники тока.

Характерной особенностью аппарата с ОМУ является то, что с помощью поперечного подмагничивания можно легко осуществить плавное и быстрое изменение параметров устройств, не нарушая при этом синусоидальности индукции \mathcal{B}_1 и напряженностей магнитного поля \vec{h}_1 и \vec{h}_2 рабочих обмоток. Это достигается за счет отличительных особенностей конструкции аппарата: между рабочими обмотками (W_1 , W_2) и обмоткой управления (W_3), оси которых расположены в пространстве



взаимноперпендикулярно, не существует прямой электромагнитной связи. Взаимная связь осуществлена через ферромагнитную среду, то есть между ними существует "ферромагнитная связь".

Экспериментально показано /1,2/, что при ОМУ магнитные характеристики сердечника, как в продольном $h_D = f_1(\theta_1, \theta_3)$, так и в поперечном $h_3 = f_2(\theta_3, \theta_1)$ направлениях аппарата, выпрямляются и теряют гистерезисный характер. Что касается общих потерь со стороны рабочей цепи при возрастании поперечного поля (θ_3) в определенном диапазоне продольной индукции (θ_1), они монотонно уменьшаются для горячекатанной стали, в то время как потери холоднокатанной стали несколько возрастают.

Когда приложенное на зажимах рабочей обмотки напряжение синусоидально (u_1), индукция θ_1 и напряженности магнитного поля h_1 , h_2 этих обмоток трансформатора содержат нечетные гармоники. Эти гармоники при усилении управляющего магнитного поля постепенно уменьшаются.

Настоящая статья является продолжением работ /3,4/, в которых дано аналитическое исследование процесса возбуждения нелинейного анизотропного ферромагнитного материала с взаимноортогональными переменными и постоянными электромагнитными полями. На основании результатов /3,4/ в настоящей работе приведен анализ установившегося режима работы трансформатора с ОМУ, который описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений

$$w_1 s_1 \frac{d\theta_1}{dt} + L_1^6 \frac{di_1}{dt} + r_1 i_1 = U_{m1} \cos(\omega t - \beta_u), \quad (I)$$



$$w_2 S_1 \frac{d\phi_1}{dt} + (L_2^{\sigma} + L_{2H}) \frac{di_2}{dt} + i_2 (\chi_{22} + \chi_{2H}) = 0,$$

$$h_0 = h_1 + h_2 = \alpha_1 [1 + \epsilon_1 (\epsilon_1^2 + \epsilon_3^2)] \phi_1, \quad (3)$$

$$w_3 S_3 \frac{d\phi_3}{dt} + L_3^{\sigma} \frac{di_3}{dt} + \chi_3 i_3 = U_3, \quad (4)$$

$$h_3 = \alpha_3 [1 + \epsilon_3 (\epsilon_1^2 + \epsilon_3^2)] \phi_3, \quad (5)$$

где U_{m1} , U_3 - амплитудные значения напряжения рабочей (продольной) и управляющей (поперечной) цепи; χ_1 , χ_{22} , L_1^{σ} , L_2^{σ} , w_1 , w_2 и i_1 , i_2 , ϕ_1 - активные сопротивления, индуктивности рассеяния, число витков первичной и вторичной обмоток и мгновенные значения токов и магнитной индукции тех же обмоток аппарата, соответственно; χ_3 , L_3^{σ} , w_3 и i_3 , ϕ_3 - активное сопротивление, индуктивность рассеяния, число витков и мгновенные значения тока и магнитной индукции обмотки управления, соответственно; χ_{2H} , L_{2H} - активное сопротивление и индуктивность нагрузки; $\chi_2 = \chi_{22} + \chi_{2H}$, $L_2 = L_2^{\sigma} + L_{2H}$, t - время, ψ_0 - начальная фаза; α_1 , α_3 - коэффициенты аппроксимации магнитных характеристик в продольном и поперечном направлениях анизотропного магнитопровода; ϵ_1 , ϵ_3 - малые параметры.

При составлении дифференциальных уравнений (1)-(5) принято, что индуктивности рассеяния первичной и вторичной обмоток и обмотки управления не зависят от интенсивности ре-

зультрирующего магнитного поля $(\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_3^2)^{1/2}$.

Потоко сцепления обмоток с учетом равномерного распределения индукции и напряженности магнитного поля в каждом из направлений намагничивания можно определить следующими равенствами:

$$\Psi_1 = W_1 S_1 \mathcal{E}_1, \quad \Psi_2 = W_2 S_2 \mathcal{E}_2, \quad \Psi_3 = W_3 S_3 \mathcal{E}_3; \quad (6)$$

$$h_1 = K_1 W_1 i_1, \quad h_2 = K_2 W_2 i_2, \quad h_3 = K_3 W_3 i_3, \quad (7)$$

где S_1, S_2, S_3 — активные сечения магнитопровода во взаимноперпендикулярных направлениях аппарата; K_1, K_2, K_3 — коэффициенты пропорциональности, которые могут быть выражены через средние длины магнитных силовых линий в продольном и поперечном направлениях.

Используя соотношения (6) и (7), систему уравнений (I)–(5) можно переписать в безразмерном виде [5]. Для этого в качестве базисных величин примем амплитуду напряжения первичной цепи U_{m_1} и сопротивление той же цепи r_1 . Тогда уравнения (I)–(5) можно записать в следующем виде:

$$\rho \frac{d\mathcal{E}_1^*}{d\theta} + m_1 \frac{dh_1^*}{d\theta} + h_1^* = \cos(\theta - \gamma_u), \quad (8)$$

$$\rho \frac{d\mathcal{E}_2^*}{d\theta} + m_2 r_2 \frac{dh_2^*}{d\theta} + r_2 h_2^* = 0, \quad (9)$$

$$h_0^* = h_1^* + h_2^* = \mathcal{E}_1^* + \epsilon_1 (\mathcal{E}_1^{*2} + \mathcal{E}_3^{*2}) \mathcal{E}_1^*, \quad (10)$$

$$\rho \frac{d\mathcal{E}_3^*}{d\theta} + m_3 r_3 \frac{dh_3^*}{d\theta} + r_3 h_3^* = U_3^*, \quad (11)$$

$$h_3^* = \xi (b_3^* + \epsilon_3 (b_1^{*2} + b_3^{*2}) b_3^*),$$

где

$$h_1^* = \frac{\kappa_1 h_1}{U_{m1} \kappa_1 w_1}, \quad h_2^* = \frac{\kappa_2 h_2}{U_{m2} \kappa_1 w_1}, \quad h_3^* = \frac{\kappa_3 h_3}{U_{m3} \kappa_1 w_1},$$

$$b_1^* = \frac{\alpha_1 b_1 \kappa_1}{U_{m1} \kappa_1 w_1}, \quad b_3^* = \frac{\alpha_3 b_3 \kappa_1}{U_{m3} \kappa_1 w_1}, \quad U_3^* = \frac{U_3 w_1 s_1}{U_{m3} w_3 s_3},$$

$$m_1 = \frac{\omega L_1^6}{\kappa_1}, \quad m_2 = \frac{\omega L_2^6}{\kappa_2}, \quad m_3 = \frac{\omega L_3^6}{\kappa_3},$$

$$\mu_2 = \frac{\kappa_2 w_1^2}{\kappa_1 w_2^2}, \quad \mu_3 = \frac{\kappa_2 w_1^2 s_1 \kappa_3}{\kappa_3 w_3^2 s_3 \kappa_1}, \quad \rho = \frac{\kappa_1 w_1^2 s_1 \omega}{\kappa_1 \alpha_1},$$

$$\theta = \omega t, \quad \xi = \alpha_3 / \alpha_1, \quad \omega = 2\pi f.$$

Следуя [6], воспользуемся методом возмущений. Решение системы (8)-(12) определяется в виде разложения по степеням малого параметра:

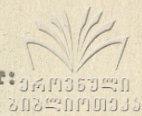
$$h_1^* = h_1^{*(1)} + \epsilon_1 h_1^{*(2)}, \quad h_3^* = h_3^{*(1)} + \epsilon_3 h_3^{*(2)}, \quad b_1^* = b_1^{*(1)} + \epsilon_1 b_1^{*(2)} \quad (13)$$

$$h_2^* = h_2^{*(1)} + \epsilon_1 h_2^{*(2)}, \quad b_3^* = b_3^{*(1)} + \epsilon_3 b_3^{*(2)},$$

где $h_1^{*(1)}, h_2^{*(1)}, h_3^{*(1)}, b_1^{*(1)}, b_3^{*(1)}$ и $h_1^{*(2)}, h_2^{*(2)}, h_3^{*(2)}, b_1^{*(2)}, b_3^{*(2)}$ представляют собой решения системы (8)-(12) для первого и второго приближения.

Подставляя (13) в уравнения (8)-(12) и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях ϵ_1, ϵ_3 , для перво-

го приближения получим систему линейных дифференциальных уравнений, решение которой для установившегося режима будет:



$$h_1^{*(1)} = H_{m1}^{*(1)} \cos(\theta - \varphi_1^{*(1)}), \quad h_2^{*(1)} = H_{m2}^{*(1)} \sin(\theta - \varphi_2^{*(1)}), \quad (14)$$

$$b_1^{*(1)} = B_{m1}^{*(1)} \cos(\theta - \varphi_0^{*(1)}), \quad h_3^{*(1)} = H_{30}^{*(1)}, \quad b_3^{*(1)} = B_{30}^{*(1)},$$

где

$$H_{m1}^{*(1)} = \left[\frac{\tilde{\kappa}_2^2 + (m_2 \tilde{\kappa}_2 + \rho)^2}{a_{11}^2 + b_{11}^2} \right]^{1/2}, \quad H_{m2}^{*(1)} = \frac{\rho}{(a_{11}^2 + b_{11}^2)^{1/2}},$$

$$B_{m1}^{*(1)} = \tilde{\kappa}_2 \left(\frac{1 + m_2^2}{a_{11}^2 + b_{11}^2} \right)^{1/2}, \quad H_{30}^{*(1)} = U_3 / \tilde{\kappa}_3, \quad B_{30}^{*(1)} = H_{30}^{*(1)} \xi,$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1^{*(1)} = \frac{a_{11} (\tilde{\kappa}_2 \operatorname{tg} \varphi_u - m_2 \tilde{\kappa}_2 - \rho) + b_{11} [\tilde{\kappa}_2 + (m_2 \tilde{\kappa}_2 + \rho) \operatorname{tg} \varphi_u]}{a_{11} [\tilde{\kappa}_2 + (m_2 \tilde{\kappa}_2 + \rho) \operatorname{tg} \varphi_u] - b_{11} (\tilde{\kappa}_2 \operatorname{tg} \varphi_u - m_2 \tilde{\kappa}_2 - \rho)},$$

$$\operatorname{tg} \varphi_2^{*(1)} = \frac{a_{11} \operatorname{tg} \varphi_u + b_{11}}{a_{11} - b_{11} \operatorname{tg} \varphi_u}, \quad \operatorname{tg} \varphi_0^{*(1)} = \frac{(a_{11} + m_2 b_{11}) \operatorname{tg} \varphi_u + (b_{11} - m_2 a_{11})}{(a_{11} + m_2 b_{11}) - (b_{11} - m_2 a_{11}) \operatorname{tg} \varphi_u}.$$

При нелинейной связи ($\varepsilon_1 \neq 0$, $\varepsilon_3 \neq 0$) для второго приближения система дифференциальных уравнений имеет вид:

$$\rho \frac{d b_1^{*(2)}}{d \theta} + m_1 \frac{d h_1^{*(2)}}{d \theta} + h_1^{*(2)} = 0, \quad (15)$$

$$\rho \frac{d b_2^{*(2)}}{d \theta} + m_2 \tilde{\kappa}_2 \frac{d h_2^{*(2)}}{d \theta} + \tilde{\kappa}_2 h_2^{*(2)} = 0, \quad (16)$$

$$h_1^{*(2)} + h_2^{*(2)} = [(\tilde{b}_1^{*(1)})^2 + (\tilde{b}_3^{*(1)})^2] \tilde{b}_1^{*(1)} + \tilde{b}_1^{*(1)}, \quad (17)$$

$$\rho \frac{d\delta_3^{*(2)}}{d\theta} + m_3 \chi_3^* \frac{d h_3^{*(2)}}{d\theta} + \chi_3^* h_3^{*(2)} = 0,$$

$$h_3^{*(2)} = \xi [(\delta_1^{*(1)})^2 + (\delta_3^{*(1)})^2] \delta_3^{*(1)} + \xi \delta_3^{*(2)}. \quad (19)$$

Подставим (14) в уравнения (18) и (19) и в результате решения системы (15)-(17) для продольных компонент магнитного поля получим

$$h_1^{*(2)} = H_{m11}^{*(2)} \cos(\theta - \varphi_{11}^{(2)}) + H_{m13}^{*(2)} \cos(3\theta - \varphi_3^{(2)}), \quad (20)$$

$$h_2^{*(2)} = H_{m21}^{*(2)} \cos(\theta - \varphi_{21}^{(2)}) + H_{m23}^{*(2)} \cos(3\theta - \varphi_{23}^{(2)}),$$

$$\delta_1^{*(2)} = B_{m11}^{*(2)} \sin(\theta - \varphi_{10}^{(2)}) + B_{m13}^{*(2)} \sin(3\theta - \varphi_{30}^{(2)}),$$

где

$$H_{m11}^{*(2)} = \frac{\rho \chi_2^{*(2)} (1+m_2^2)}{a_{11}^2 + b_{11}^2} \left[\frac{3}{4} \chi_2^* \frac{(1+m_2^2)}{a_{11}^2 + b_{11}^2} + \left(\frac{U_3}{\chi_3 \xi} \right)^2 \right],$$

$$H_{m13}^{*(2)} = \frac{\chi_2^*}{4} \cdot 3\rho \left[\frac{1+(3m_2)^2}{a_{33}^2 + b_{33}^2} \right]^{1/2} \cdot \left(\frac{1+m_2^2}{a_{11}^2 + b_{11}^2} \right)^{3/2},$$

$$H_{m21}^{*(2)} = \frac{\rho \chi_2^* ((1+m_1^2)(1+m_2^2))^{1/2}}{a_{11}^2 + b_{11}^2} \left[\frac{3}{4} \chi_2^* \frac{(1+m_2^2)}{a_{11}^2 + b_{11}^2} + \left(\frac{U_3}{\chi_3 \xi} \right)^2 \right],$$

$$H_{m23}^{*(2)} = \frac{3}{4} \rho \chi_2^* \left(\frac{1+(3m_1)^2}{a_{33}^2 + b_{33}^2} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{1+m_2^2}{a_{11}^2 + b_{11}^2} \right)^{3/2},$$

$$B_{m_{11}}^{*(2)} = \frac{\tilde{\kappa}_2^2 (1+m_2^2)(1+m_1^2)^{1/2}}{a_{11}^2 + b_{11}^2} \left[\frac{3}{4} \cdot \frac{(1+m_2^2)}{a_{11}^2 + b_{11}^2} \cdot \tilde{\kappa}_2^2 + \left(\frac{\tilde{u}_3}{\tilde{\kappa}_3 \xi} \right)^2 \right],$$

$$B_{m_{13}}^{*(2)} = \frac{\tilde{\kappa}_2^4}{4} \left(\frac{1+m_2^2}{a_{11}^2 + b_{11}^2} \right)^{3/2} \cdot \left\{ \frac{[1+(3m_1)^2][1+(3m_2)^2]}{a_{33}^2 + b_{33}^2} \right\}^{1/2},$$

$$\operatorname{tg} y_{11}^{(2)} = \frac{a_{11} (m_2 \operatorname{tg} y_0^{(1)} + \tilde{\kappa}_2) + b_{11} (m_2 - \tilde{\kappa}_2 \operatorname{tg} y_0^{(1)})}{a_{11} (m_2 - \tilde{\kappa}_2 \operatorname{tg} y_0^{(1)}) - b_{11} (m_2 \operatorname{tg} y_0^{(1)} + \tilde{\kappa}_2)},$$

$$\operatorname{tg} y_{13}^{(2)} = \frac{a_{33} (3m_2 \operatorname{tg} 3y_0^{(1)} + \tilde{\kappa}_2) + b_{33} (3m_2 - \tilde{\kappa}_2 \operatorname{tg} 3y_0^{(1)})}{a_{33} (3m_2 - \tilde{\kappa}_2 \operatorname{tg} 3y_0^{(1)}) - b_{33} (3m_2 \operatorname{tg} 3y_0^{(1)} + \tilde{\kappa}_2)},$$

$$\operatorname{tg} y_{21}^{(2)} = \frac{a_{11} (m_1 \operatorname{tg} y_0^{(1)} + 1) + b_{11} (m_1 - \operatorname{tg} y_0^{(1)})}{a_{11} (m_1 - \operatorname{tg} y_0^{(1)}) + b_{11} (m_1 \operatorname{tg} y_0^{(1)} + 1)},$$

$$\operatorname{tg} y_{23}^{(2)} = \frac{a_{33} (3m_1 \operatorname{tg} 3y_0^{(1)} + 1) + b_{33} (3m_1 - \operatorname{tg} 3y_0^{(1)})}{a_{33} (3m_1 - \operatorname{tg} 3y_0^{(1)}) + b_{33} (3m_1 \operatorname{tg} 3y_0^{(1)} + 1)},$$

$$\operatorname{tg} y_{10}^{(2)} = \frac{a_{11} [(1-m_1 m_2) + (m_1 + m_2) \operatorname{tg} y_0^{(1)}] + b_{11} [(m_1 + m_2) - (1-m_1 m_2) \operatorname{tg} y_0^{(1)}]}{a_{11} [(m_1 + m_2) - (1-m_1 m_2) \operatorname{tg} y_0^{(1)}] - b_{11} [(1-m_1 m_2) + (m_1 + m_2) \operatorname{tg} y_0^{(1)}]},$$

$$\operatorname{tg} y_{30}^{(2)} = \frac{a_{33} [(1-9m_1 m_2) + 3(m_1 + m_2) \operatorname{tg} 3y_0^{(1)}] + b_{33} [3(m_1 + m_2) - (1-9m_1 m_2) \operatorname{tg} 3y_0^{(1)}]}{a_{33} [3(m_1 + m_2) - (1-9m_1 m_2) \operatorname{tg} 3y_0^{(1)}] - b_{33} [(1-9m_1 m_2) + 3(m_1 + m_2) \operatorname{tg} 3y_0^{(1)}]},$$

$$a_n = \tilde{\kappa}_2^* (1 - n^2 m_1 m_2) - n^2 \rho (m_1 + m_2),$$

$$b_n = n \left[\dot{\kappa}_2^* (m_1 + m_2) + \rho (1 + \dot{\kappa}_2^*) \right]$$

при $\begin{cases} n=1 & a_n = a_{11}, \quad b_n = b_{11}, \\ n=3 & a_n = a_{33}, \quad b_n = b_{33}. \end{cases}$

Для поперечных компонентов магнитного поля

$$\dot{H}_{32}^{*(2)} = -\dot{H}_{m32}^{*(2)} \sin(2\theta - \psi_{32H}^{(2)}), \quad (15)$$

$$\dot{b}_{32}^{*(2)} = -\dot{B}_{30}^{*(2)} + \dot{B}_{m32}^{*(2)} \cos(2\theta - \psi_{32B}^{(2)}),$$

где

$$-\dot{H}_{m32}^{*(2)} = \frac{\dot{U}_3 \dot{\kappa}_2^* (1 + m_2^2)}{(\alpha_{11}^2 + \beta_{11}^2) \dot{\kappa}_3^* [\dot{\kappa}_3^* + 4(m_3 \dot{\kappa}_3^* + \rho/\xi)^2]^{1/2}},$$

$$-\dot{B}_{30}^{*(2)} = \left[\left(\frac{\dot{U}_3}{\dot{\kappa}_3^* \xi} \right)^2 + \frac{\dot{\kappa}_2^*}{2} \cdot \frac{1 + m_2^2}{\alpha_{11}^2 + \beta_{11}^2} \right] \frac{\dot{U}_3}{\dot{\kappa}_3^*},$$

$$\dot{B}_{m32}^{*(2)} = \frac{\dot{\kappa}_2^* (1 + m_2^2)}{2(\alpha_{11}^2 + \beta_{11}^2)} \cdot \dot{U}_3 \left[\frac{1 + 4m_3^2}{\dot{\kappa}_3^* + (m_3 \dot{\kappa}_3^* + \rho/\xi)^2} \right]^{1/2},$$

$$\operatorname{tg} \psi_{32H}^{(2)} = \frac{4m_3 \dot{\kappa}_3^* + 2\rho/\xi + [\dot{\kappa}_3^* (1 - 4m_3^2) - 4m_3 \rho/\xi] \operatorname{tg} 2\psi_0^{(2)}}{[\dot{\kappa}_3^* (1 - 4m_3^2) - 4m_3 \rho/\xi] - [4m_3 \dot{\kappa}_3^* + 2\rho/\xi] \operatorname{tg} 2\psi_0^{(2)}} = \operatorname{tg} \psi_{32B}^{(2)}.$$

Как следует из полученных выражений (14) и (15), компоненты индукции и напряженности магнитного поля во взаимноперпендикулярных направлениях содержат нечетные ($\dot{b}_1, \dot{H}_1, \dot{H}_3$) и четные гармоники (\dot{b}_3, \dot{H}_3). Их ампли-

туда зависят от величины приложенных напряжений рабочей цепи и цепи управления, от геометрических размеров электрических и магнитных цепей, от свойства среды во взаимно-перпендикулярных направлениях. Начальные фазы величин \dot{E}_1^* , \dot{H}_1^* , \dot{H}_2^* , \dot{B}_3^* , \dot{H}_3^* зависят от начальной фазы приложенного напряжения рабочей цепи, а также от перечисленных выше параметров.

Действующие значения первичного и вторичного токов и потокосцепления рабочих обмоток, а также тока и потокосцепления цепи управления можно определить по следующим выражениям:

$$\dot{I}_1^* \approx \frac{1}{\sqrt{2} \cdot W_1 K_1} \left[(\dot{H}_{m1}^{(1)})^2 + 2E_1 \dot{H}_{m1}^{(1)} \dot{H}_{m1}^{(2)} \cos(\gamma_1^{(1)} - \gamma_{11}^{(2)}) \right]^{1/2},$$

$$\dot{I}_2^* \approx \frac{1}{\sqrt{2} \cdot W_2 K_1} \left[(\dot{H}_{m2}^{(1)})^2 + 2E_1 \dot{H}_{m2}^{(1)} \dot{H}_{m2}^{(2)} \cos(\gamma_2^{(1)} - \gamma_{21}^{(2)}) \right]^{1/2},$$

$$\dot{\Psi}_{1,2}^* \approx \frac{1}{\sqrt{2} \cdot W_{1,2}^2 S_1 K_1} \left[(\dot{B}_{m1}^{(1)})^2 + 2E_1 \dot{B}_{m1}^{(1)} \dot{B}_{m1}^{(2)} \cos(\gamma_0^{(1)} - \gamma_{10}^{(2)}) \right]^{1/2},$$

$$\dot{I}_3^* \approx \frac{1}{W_3 K_3} \left[(\dot{H}_{30}^{(1)})^2 + E_3^2 (\dot{H}_{m32}^{(2)})^2 / 2 \right]^{1/2},$$

$$\dot{\Psi}_3^* = \frac{1}{W_3^2 S_3 K_3} \left[(\dot{B}_{30}^{(1)} - E_3 \dot{B}_{30}^{(2)})^2 + E_3^2 (\dot{B}_{m32}^{(2)})^2 / 2 \right]^{1/2}.$$

Для активных мощностей первичной и вторичной обмоток, а также обмотки управления имеем: •

$$\mathcal{P}_1^* = U_1^* \left[\dot{y}_1^{*(1)} \cos y_1^{(1)} + \varepsilon_1 (\dot{y}_H^{*(1)} \cos y_H^{(1)} + \dot{y}_H^{*(2)} \cos y_H^{(2)}) \right]$$

$$\mathcal{P}^* = 0,5 \left[(\dot{y}_2^*)^2 \right]_{2H}^* , \quad \mathcal{P}_3^* = \dot{y}_3^* \dot{y}_3^{*2}$$

Приведенные аналитические выводы подтверждаются экспериментами /3/.

Выводы

1. Результаты данной работы показывают, что напряженность магнитного поля (\dot{h}_1^* , \dot{h}_2^*) и индукция (\dot{b}_1^*) рабочей цепи содержат нечетные гармоники, а напряженность магнитного поля (\dot{h}_3^*) и индукция (\dot{b}_3^*) цепи управления содержат постоянную составляющую и четные гармоники.

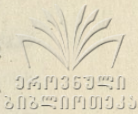
2. Приведенные результаты можно использовать для анализа установившегося режима работы обычного трансформатора при допущении, что $\dot{U}_3^* = 0$.

Поступила 14.1.1980

Кафедра теоретической
электротехники ГПИ
им. В.И.Ленина

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Г.Петриашвили. Трансформатор с ортогональным магнитным управлением, Труды ГПИ им. В.И.Ленина, "Энергетика и электромеханика", № 3 (151), 1972.
2. Л.И.Дорожко, М.С.Либкинд. Реакторы с поперечным подмагничиванием, Москва, "Энергия", 1977.



3. Г.Г.Петриашвили. Аналитический метод учета нелинейности магнитных характеристик и анизотропии материала при наличии взаимноортогональных внешних магнитных полей, Сообщения АН СССР, т. 87, № 3, 1977.
4. Г.Г.Петриашвили. Исследование стационарного процесса работы реактора с ортогональным магнитным управлением, Сообщения АН СССР, т. 88, № 2, 1978.
5. В.П.Глухов. Применение теории подобия и физического моделирования для анализа и расчета электрических цепей со сталью, "Электричество", № 2, 1967.
6. А.Найфе. Методы возмущений, "Мир", 1976.

6. ავტორიაშვილი

თარგმანიდან დათარგმნებელი მკვლევარი შრომისათვის
 სპეციალური პრემიათა დაჯილდოება

რეზიუმე

აქარტყვივი რეგულირებისა და განვითარების სისტემების საშუალებით
 მენეჯერულია ფრანსიზირებისა და ექსპლუატაციის სტრატეგიული პრინციპის
 მიმართების ნებისმიერი გამოყენების. განსაზღვრულია ნაგებობის უა-
 რის დადასტურების და ინტეგრირების გრძელ და განვითარების უა-
 რის სისტემის ენიმენტაციები, ხელის მიწის და მარტვისა და მუდ-
 მიმდებინასათვის - მიქსივივი ენიმენტაციები. განვითარებულია ავტო-
 მური ავტორი და რეგულირების სინტეზის საანტიპრობლემატიკური



STUDY OF THE STEADY OPERATION PROCESS OF A
TRANSFORMER WITH ORTHOGONAL MAGNETIC
CONTROL

Summary

The steady process of transformer operation is studied by solving a system of nonlinear differential equations by the perturbation method. The instantaneous values of magnetic field intensity and induction and the effective values of currents and flux-linkages in mutually perpendicular directions are determined. The calculation formulas for active powers for the winding are also derived.

213, 1980

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СПИРАЛЬНЫХ АМПЛИТУД ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ
МОДЕЛЬНО НЕЗАВИСИМЫХ НЕРАВЕНСТВ ДЛЯ КОМПТОН-ЭФФЕКТА
НА ПИОНЕ

М. П. Чавлейшвили

Рассеяние частиц со спинами удобно рассматривать в опира-
льном формализме. Для изучения аналитических свойств ам-
плитуды рассеяния важно разделить кинематические особеннос-
ти, обусловленные наличием спина, и динамические особеннос-
ти, определяемые условием унитарности. Задача выделения ки-
нематических особенностей из спиральных амплитуд была реше-
на в работах / 1, 2 /. Спиральные амплитуды использовались
при получении низкоэнергетических теорем для комптоновско-
го рассеяния на мишени с произвольным спином / 3 /. В ра-
боте / 4 / были получены низкоэнергетические теоремы для
 t - канальных спиральных амплитуд фоторождения пиона на
нуклоне.

При использовании аналитических свойств для получения
физических результатов Окубо / 5 / использовал не мнимые час-
ти амплитуд (которые для рассеяния вперед связаны с полным
сечением рассеяния), а модули амплитуд, которые связаны с

дифференциальным сечением. В работах / 6,7 / на основании аналогичного метода для комптоновского рассеяния на мишенях со спином $S=0$ и $S=1/2$ были получены неравенства, напоминающие правила сумм и содержащие интегралы от дифференциального сечения. Для получения этих модельно независимых неравенств важно то обстоятельство, что дифференциальное сечение выражается через сумму модулей спиральных амплитуд в квадрате. Однако, чтобы выделить явным образом кинематические особенности, в работах / 6,7 / использовалось разложение спиральных амплитуд на инвариантные амплитуды. При таком подходе задача становится очень сложной уже при рассмотрении комптоновского эффекта на мишени со спином $1/2$. Однако эти усложнения по существу искусственны, и их корень в том, что переход от спиральных амплитуд к инвариантным осуществляется 6×6 матрицей для $S=1/2$, а в случае комптон-эффекта на мишени с произвольным спином размерность матрицы $2(S+1)(2S+1) \times 2(S+1)(2S+1)$, причем в общем случае известен лишь сложный рецепт получения элементов этой матрицы.

В данной работе для получения модельно независимых неравенств типа правил сумм предлагается новый подход, основанный на использовании t -канальных приведенных спиральных амплитуд, которые свободны от кинематических особенностей по переменной ν и имеют простые S -и кроссинг свойства, и (что существенно) простым образом связаны с физическими спиральными амплитудами для произвольного спина мишени. При таком подходе сильно упрощается рассмотрение мишени со спинами $1/2$, а также создается возможность рассмотре-

ния мишени с большими спинами.

В настоящей работе применение предложенного метода иллюстрируется на простейшем случае рассеяния фотона на мишени со спином $S=0$.

Для комптоновского рассеяния на мишени со спином $S=0$ (на пионе)

$$\gamma(k_1) + \pi(p_1) \rightarrow \gamma(k_2) + \pi(p_2)$$

вводятся переменные

$$t = (k_1 - k_2)^2, \quad \nu = \frac{1}{4} (p_1 + p_2)(k_1 + k_2) = \frac{1}{4} (S - u),$$

s, t, u - обычные переменные, k_1, k_2 и p_1, p_2 - импульсы фотона и пиона.

Физическая область в S -канале определяется условиями

$$t \leq 0, \quad \nu \geq \frac{1}{4} \sqrt{t(t - 4m^2)}.$$

Две независимые t -канальные спиральные амплитуды

$f_{00,11}^t(t, \nu)$ и $f_{00,1-1}^t(t, \nu)$ содержат кинематические особенности. Приведенные спиральные амплитуды t -канала, свободные от кинематических особенностей и нулей по переменной ν , определяются условием

$$f_{00, \lambda_1 \lambda_2}^t(\nu, t) = \frac{f_{00, \lambda_1 \lambda_2}^t(\nu, t)}{(\sin \theta_t)^{|\lambda_1 - \lambda_2|}},$$

где λ_1 и λ_2 - спиральности фотона в системе центра масс t -канала.

$$\sin^2 \theta_t = \frac{t(t-4m^2) - 16v^2}{t(t-4m^2)}$$



Приведенные амплитуды $\hat{f}_{00,1}^t(v,t)$ и $\hat{f}_{00,t-1}^t(v,t)$ являются кроссинг-четными относительно замены $v \rightarrow -v$ ($S \leftrightarrow u$), поэтому можно рассматривать их как функции, зависящие от v^2 и t .

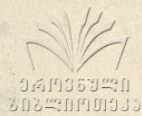
Дифференциальное сечение рассеяния в системе центра масс S -канала выражается через t -канальные приведенные спиральные амплитуды следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{32\pi(4v^2 + 2m^2 - t)} \left\{ \left| \hat{f}_{00,1}^t(v^2, t) \right|^2 + \sin^2 \theta_t \left| \hat{f}_{00,t-1}^t(v^2, t) \right|^2 \right\}$$

Эта формула является исходной для применения метода Окубо / 5 /. Она содержит квадраты модулей амплитуд, имеющих только динамические особенности по v^2 ; борновский полюс в точке $v_B^2 = \frac{t}{16}$ и разрез, начинающийся в точке $v_0^2 = \left(\frac{3}{2}m^2 + \frac{t}{4}\right)^2$. Для значений t , $-\frac{9m^2}{4} \leq t \leq 0$ (m - масса пиона), в низшем порядке по постоянной тонкой структуре α , используя технику, детально описанную в работах / 5, 6, 7 /, окончательно получаем следующее неравенство:

$$\left[\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{9m^2 + 4t}{12(3m^2 + t)}} \right]^4 + \left[\frac{t}{12(3m^2 + t)} \right]^2 \leq \exp \frac{\sqrt{v_0^2 - v_B^2}}{\pi} \int_{v_0^2}^{\infty} \frac{\ln \left[(2v'^2 + m^2 - \frac{t}{2})^{-1} \frac{d\sigma}{d\Omega}(v', t) \right] dv'^2}{(v'^2 - v_B^2) \sqrt{v'^2 - v_0^2}}$$

Это модельно независимое неравенство типа правила сумм было впервые получено / 6 / методом, использующим инвариантные амплитуды. Аналогичные неравенства для комптоновского рассеяния фотона на мишени со спином $S \geq 1/2$ будут рассмотрены отдельно.



Поступила 23. I. 1980

Лаборатория ядерной
физики высоких энергий

ЛИТЕРАТУРА

1. G.Gohen-Tannoudji, A.Morel, H.Navalet, Ann. Phys., 46, 239 (1968).
2. J.P.Ader, M.Copdeville, H.Navalet, Nuovo Cimento, 56A, 315 (1968).
3. Р.М.Мурадян, М.П.Чавлейшвили. ТМФ, 8,16, 1971.
4. М.П.Чавлейшвили. Сообщение ОИЯИ, Дубна, P2-9417, 1975.
5. S.Okubo, Nuovo Cimento, 16A, 241 (1973).
6. I.Guiasu, E.E.Radeseu, Phys. Rev., 10d, 3036 (1974).
7. I.Guiasu, E.E.Radeseu, I.Razillier. Central Institute of Physics, Bucharest, Report FT-184 (1979).

მ. ჩავლეიშვილი

აიკვლით უმცირეს-აღაჯობისათვის ნიშნულზე დადებით-
ბადი უმცირესობის ნიშნულზე სპინორული ადგილობრ-
ვის დადებითობის თანახმად

რეზიუმე

$S=0$ -სპინიან სანიმუშზე ფიქციონის დრეკადი დაბნევისათვის
ქამთა წესის ფიქციონ ნიშნულზე დადებითობაზე უმცირესობის
მიხედვითა და t არხის დადებითი სპინორული ადგილობრების
დადებითობა.

ON THE USE OF HELICITY AMPLITUDES FOR THE
DERIVATION OF MODEL-INDEPENDENT INEQUALITIES FOR COMPTON-SCATTERING ON THE PION



1935720
80433

Summary

t-channel reduced helicity amplitudes are used for the derivation of model-independent sum-rule inequalities for Compton-scattering on spin-zero target.

საბჭოთავო უნივერსიტეტის ფიზიკის ინსტიტუტის მიერ გამოსულია
უნივერსიტეტის ბიულეტენი

213, 1980

НОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ПРИБЛИЖЕННОГО РАСЧЕТА ПАРАМЕТРА
ГРЮНАЙЗЕНА НЕОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ПО ИХ ТЕРМИЧЕСКИМ
СВОЙСТВАМ

Д.Ш.Цагарейшвили, Т.Д.Абашидзе

Макроскопический параметр Грюнайзена γ , определяемый из соотношения $\gamma = -(\partial \ln \theta / \partial \ln V)_T$, где θ - температура Дебая, V - объем, а T - температура (К), является важнейшей термоупругой характеристикой кристаллов. Термодинамическое значение параметра γ обычно находят из соотношения Грюнайзена [1]

$$\gamma = \frac{\alpha V \beta_s}{C_p}, \quad (1)$$

где α - термический коэффициент объемного расширения, β_s - адиабатический модуль объемной упругости, а C_p - изобарная теплоемкость вещества. Из (1) видно, что для расчета γ требуется знание как термических (α , C_p), так и упругих (β_s) свойств кристаллов; однако экспериментальные данные по константам α и β_s весьма ограничены, вследствие чего для многих кристаллов определить термо-

динамическое значение γ по соотношению (1) не представляется возможным. Поэтому вызывает интерес изыскать соотношения, которые позволят оценить значение γ по различным термическим или упругим свойствам твердых веществ. Повышенный интерес к изысканию новых соотношений для приближенного расчета параметра γ обусловлен также тем обстоятельством, что на их базе возможно установление простых взаимосвязей между различными термическими или упругими свойствами кристаллов.

В ряде работ /2,3/ с учетом различных предположений о конкретных моделях твердых тел предложены приближенные формулы для вычисления γ по их барической производной модуля объемной упругости. В /4/ на основании развитого в ней квазитермодинамического метода получены различные соотношения, позволяющие оценить γ по параметрам экспериментальных кривых $\alpha = \alpha(T)$ и $C_p = C_p(T)$. В данной работе сделана попытка найти значения параметра γ кристаллов, если известны лишь их экспериментальные кривые $C_p = C_p(T)$ в интервале температур $0 - T_m$, где T_m — температура плавления, К.

Ограничимся рассмотрением неорганических кристаллов, характеризующихся от 0 К до точки плавления положительными значениями коэффициентов линейных расширений по их главным осям и спектр частот которых может быть аппроксимирован с одной характеристической температурой θ . Будем пренебрегать также температурной зависимостью параметра γ выше 298 К и установим взаимосвязь между γ и парамет-



рами кривой $C_p = C_p(T)$ в точке плавления кристалла. При этом в нижеприведенных формулах символы термодинамических функций при T_m твердой фазы будут иметь верхние или нижние индексы "m".

В /4/ показано, что известный параметр Андерсона-Грунайзена $\delta_s = (1/\alpha) (\partial \ln V_s / \partial T)_P / 1,5$, где P - давление, в точке плавления кристаллов можно рассчитать из следующего квазиротермодинамического соотношения:

$$\delta_s^m = 1 + (1/\alpha_m) (\partial \ln C_p / \partial T)_P^m \quad (2)$$

В /4/ также получено, что для кристаллов в точке их плавления

$$\alpha_m = 1/4 \gamma_m T_m \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2), находим

$$\gamma_m = \frac{\delta_s^m - 1}{4 T_m (\partial \ln C_p / \partial T)_P^m} \quad (4)$$

Установим взаимосвязь между производной $(\partial \ln C_p / \partial T)_P^m$ и отношением S_m / C_{pm} , где S_m - энтропия кристалла в точке плавления. С этой целью воспользуемся термодинамическим соотношением /4/.

$$(\partial C_p / \partial S)_P = T (\partial \ln C_p / \partial T)_P \quad (5)$$

Производная $T (\partial \ln C_p / \partial T)_P$ при постоянном давлении

нии - слабая функция температуры /4/. Следовательно, интегрируя в интервале $0 - T_m$ уравнение (5) на основании приближения

$$T (\partial \ln c_p / \partial T)_p = f(T) = \text{const}, \quad \text{получим}$$

$$T_m (\partial \ln c_p / \partial T)_p^m = c_{pm} / S_m. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (4), будем иметь

$$\gamma_m = (\delta_s^m - 1) S_m / 4 c_{pm}. \quad (7)$$

В /4/ квазитермодинамическим методом найдено, что в точке плавления кристаллов

$$\gamma_m = [1 - T_m (\partial \ln \alpha / \partial T)_p^m]^{-1}. \quad (8)$$

Используя соотношение Чанг $\delta_s = 2 \gamma / 6$ и уравнение (8), можно написать

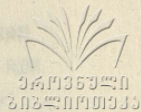
$$\delta_s^m = 2 [1 - T_m (\partial \ln \alpha / \partial T)_p^m]^{-1}. \quad (9)$$

Комбинируя уравнения (7) и (9), получаем

$$\gamma_m = \frac{[1 + T_m (\partial \ln \alpha / \partial T)_p^m] S_m}{4 [1 - T_m (\partial \ln \alpha / \partial T)_p^m] c_{pm}} \quad (10)$$

Для упрощения (10) целесообразно использовать приближение /4/

$$T_m (\partial \epsilon_n \alpha / \partial T)_p^m = 1/2. \quad (II)$$



Следовательно, учитывая (II), соотношение (IO) примет следующий вид:

$$\gamma_m = (3/4)(S_m / C_{pm}). \quad (I2)$$

Так как $C_{pm} / C_{vm} = 1,25 / 4$, где C_{vm} - изохорная теплоемкость кристалла в точке плавления, то на основании (I2) можно также написать

$$\gamma_m = (3/5)(S_m / C_{vm}). \quad (I3)$$

Видоизменим формулу (I2) так, чтобы в ней фигурировали только интегральные термодинамические функции. С этой целью воспользуемся аппроксимацией / 4 /

$$C_{pm} T_m / (H_m - H_0) = 5/4, \quad (I4)$$

где $(H_m - H_0)$ - приращение энтальпии кристалла в интервале $0 \rightarrow T_m$.

Комбинируя соотношения (I2) и (I3), находим

$$\gamma_m = \frac{3}{5} \frac{S_m T_m}{(H_m - H_0)}. \quad (I5)$$

На базе выражения (I2) можно установить взаимосвязь между параметром γ и величинами T_m и θ , где θ - характеристическая температура Дебая. Согласно теории Дебая энтропия кристалла в точке плавления определяется из урав-

$$S_m = R \left[3 \ln(T_m / \theta) + 4 \right],$$

где R - газовая постоянная.

Подставляя (16) в (13) и принимая $C_{vm} \approx 3R$, получим

$$\gamma_m = \frac{4}{5} + \frac{3}{5} \ln \left(\frac{T_m}{\theta} \right). \quad (17)$$

Соотношения (12), (13), (15) и (17) не содержат каких-либо предположений о характере межатомных (или межионных) взаимодействий в кристаллах, вследствие чего они применимы для оценки параметра γ как металлов, так и ионных кристаллов.

В таблице приведены вычисленные по соотношениям (12), (15) и (17) величины γ_m для некоторых металлов и ионных кристаллов. Значения функций S_m и $(H_m - H_0)$ подсчитывались на основании соответствующих экспериментальных данных, представленных в справочниках / 8-12 /; величины

C_{pm} и T_m для рассмотренных веществ брались из / 9-14 /; θ определялись по величине γ -атомной стандартной энтропии вещества / 8, 10-12 / с помощью таблиц Дебая / 15 / для функции $S = f(\theta / T)$. При этом следует отметить, что значения γ_m можно сопоставить с термодинамически-

ми величинами γ , рассчитанными из уравнения (I) при 298 К, так как в интервале $298 + T_m$ параметр γ слабая функция температуры.

Как видно из таблицы, предложенные в данной работе простые соотношения (I2), (I5) и (I7) позволяют оценить значения параметра γ для металлов и ионных кристаллов с точностью, вполне приемлемой / 4 / для их применения совместно с введенными в / 4 / квази-термодинамическими уравнениями (которые можно считать критериями использования приведенных формул) с целью раскрытия ряда интересных взаимосвязей между различными термическими и упругими свойствами кристаллов.

Таблица

Значения вычисленных по соотношениям (I2), (I5) и (I7) параметра γ_m для некоторых металлов и ионных кристаллов

Кристаллы	S_m	C_{pm}	$H_m - H_0$	T_m	θ	γ_m			γ
	кал/моль град		кал / моль	К	К	(I2)	(I5)	(I7)	(I) /4/
Li	9,43	7,09	2072	454	379	1,00	1,24	0,91	1,04
Na	13,78	7,37	2054	371	146	1,40	1,49	1,36	1,19
Al	14,27	7,70	5374	932	378	1,39	1,48	1,34	2,19
Cu	17,70	7,44	8235	1357	308	1,78	1,75	1,69	1,99
Ag	19,53	7,64	7638	1234	207	1,92	1,88	1,87	2,38
Au	21,09	7,34	8359	1336	171	2,16	2,02	2,03	3,05
Ni	20,54	8,76	12503	1726	353	1,76	1,70	1,75	1,85
Pt	23,35	8,38	14102	2043	216	2,09	2,03	2,15	2,55
Pb	20,14	7,02	3664	600	84	2,15	1,98	1,98	2,46

Fe	22,04	10,02	15085	1809	395	1,65	1,59	1,71	1,77
Hg	15,35	7,58	5470	923	313	1,52	1,55	1,45	1,61
Be	11,89	7,82	8388	1556	961	1,14	1,32	1,09	1,16
Tl	20,00	7,30	3642	577	86	2,05	1,90	1,94	2,08
LiCl	28,18	14,00	9940	883	356	1,51	1,50	1,35	1,74
NaF	31,11	15,36	15238	1285	417	1,52	1,57	1,47	1,54
NaCl	34,30	15,17	13116	1073	272	1,70	1,68	1,62	1,57
KF	33,21	14,33	13413	1130	305	1,74	1,68	1,59	1,43
KCl	36,39	15,39	12967	1043	220	1,77	1,77	1,73	1,47
KY	40,74	15,18	12020	958	141	2,01	1,95	1,95	1,60
CsCl	40,64	16,92	12306	918	150	1,80	1,82	1,89	2,10
BaF ₂	59,67	30,23	34045	1593	321	1,48	1,68	1,76	1,61
BeO	28,49	15,36	31841	2820	1140	1,39	1,51	1,34	1,27
MgO	34,96	15,28	37738	3073	761	1,72	1,71	1,64	1,53
Mg ₂ O ₃	70,1	33,83	62304	2303	924	1,55	1,55	1,35	1,34

Поступила 1.П.1980.

Институт металлургии
им. 50-летия СССР АН

ГССР

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Gruneisen. Ann. d. Phys., 39, 257, 1912.
2. J.C.Slater. Introduction to Chemical Physics, N.-Y., 1939.
3. J.S.Dugdale, D.Mcdonald. Phys. Rev., 89, 832, 1953.
4. Д.Ш.Цагарейшвили. Методы расчета термических и упругих свойств кристаллических неорганических веществ, "Мецни-ереба", Тбилиси, 1977.
5. O.L.Anderson. Phys. Rev., 144, 553, 1966.

$\gamma = \frac{3}{4} \frac{S_m}{C_{pm}}$, $\gamma = \frac{3}{5} \frac{S_m T_m}{H_m - H_0}$, $\gamma = \frac{4}{5} + \frac{3}{5} \ln \frac{T_m}{\theta}$,

სარაც S_m , C_{pm} , $H_m - H_0$ - მესაბანისარ მათი ენერჯიის, სინთეზ-
 ევარიონის რა ენთალპიის მნიშვნელოებობა რინის ევმპერატურაზე
 T_m , ხოლო θ - ევბანის ევმპერატურა.

D. Tsagarashvili, T. Abashidze

NEW RELATIONSHIPS FOR THE APPROXIMATION OF THE
 GRUNEISEN PARAMETER OF INORGANIC CRYSTALS ACCORDING
 TO THEIR THERMAL PROPERTIES

Summary

For the approximation of the Gruneisen parameter (γ) of inorganic crystals by the quasi-thermodynamic method the following relationships are obtained: $\gamma = (3/4) (S_m / C_{pm})$, $\gamma = (3/5) S_m T_m / (H_m - H_0)$ and $\gamma = (4/5) + (3/5) \ln(T_m / \theta)$, where S_m , C_{pm} and $(H_m - H_0)$ are the values of entropy, heat capacity and enthalpy at the melting temperature (T_m), respectively, and θ is Debye's temperature.

თბილისის შტატის შიდა რედაქციის სარედაქციო საბჭოს მიერ
უნივერსიტეტის შტატში

213, 1980

СОСТОЯНИЕ НЕСТАБИЛЬНОЙ СИСТЕМЫ И ЕГО ДИНАМИКА

П. И. Маргвелашвили

Как известно, основное отличие квантовой механики от классической состоит в том, что в последней состояние системы считается известным (хотя бы в принципе) и задача заключается в решении динамических уравнений, тогда как в квантовой механике принципиальным является вопрос определения состояния системы, а динамика системы в определенной мере тривиальна / 1 /.

Принципиальность вопроса определения состояния системы в квантовой механике проявляется во всех случаях, что же касается тривиальности динамики состояния, то она нуждается в уточнении. Приведенное положение верно для случая стационарных квантомеханических систем, другие же случаи должны быть рассмотрены детальнее. В настоящей работе мы рассмотрим консервативные, но нестационарные системы. Мы определим такую систему в рамках обычной нерелятивистской квантовой механики, т. е. будем следовать обычным квантомеханическим гипотезам и правилам.

В нерелятивистской квантовой механике состояние системы

определяется с помощью полного набора наблюдаемых физических величин $\{\xi_i\}$, для которых выполняются соотношения $[\xi_i, \xi_k] = 0$. Вектор состояния квантовомеханической системы $|\xi_1, \dots, \xi_N; t\rangle \equiv |A, t\rangle$ задается как общее решение уравнений на собственные значения и собственные функции $\xi: |A, t\rangle = \xi_i' |A, t\rangle$ (см. напр. / 1, 2/).

В состоянии $|A, t\rangle$ для любой, не входящей в полный набор, наблюдаемой $\{\eta_i\}$ определяется среднее значение $\bar{\eta}_i = \langle A, t | \eta_i | A, t \rangle$.

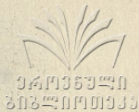
Динамика квантовомеханической системы определяется полным гамильтонианом системы H на основе следующих постулатов / 3 /:

$$\begin{aligned}
 \text{а) } \frac{d\bar{\lambda}}{dt} &= \frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial t} + [H, \lambda], & \text{ где } \lambda & \text{ - произвольный оператор} \\
 \text{б) } \frac{d\bar{\lambda}}{dt} &= \frac{d\bar{\lambda}}{dt}. & & (1)
 \end{aligned}$$

Можно заключить, что для полного описания квантовомеханической системы необходимо задать полный гамильтониан H и вектор состояния $|A, t\rangle$ (в определенный начальный момент времени).

На эксперименте наблюдается только средние значения динамических переменных. Математически им соответствуют операторы, усредненные по вектору состояния, который определяется с помощью полного набора наблюдаемых. Изменение же во времени этих средних определяет полный гамильтониан системы.

Таким образом, полный гамильтониан играет особую роль в квантовой механике.



Квантовомеханическая система является стационарной, если в полный набор наблюдаемых физических величин включен полный гамильтониан. Другими словами, состояние системы стационарно, если $H|\psi, t\rangle = E|\psi, t\rangle$. В этом случае

$$\frac{d\bar{\xi}_i}{dt} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{d\bar{\eta}_i}{dt} = 0, \quad (2)$$

т.е. в таком состоянии среднее любой динамической величины, которая явно не зависит от времени, сохраняется.

В случае, когда H не включен в полный набор наблюдаемых величин, состояние системы не является стационарным, и

$$\frac{d\bar{\xi}_i}{dt} \neq 0, \quad \text{а} \quad \frac{d\bar{\eta}_i}{dt} \neq 0, \quad \text{если только} \quad [H, \eta_i] \neq 0. \quad (3)$$

Когда же для системы в нестационарном состоянии существует оператор некоторой динамической величины из $\{\eta_i\}$ такой, что $[H, \eta] \neq 0$, и этот оператор имеет только дискретный спектр, мы скажем, что состояние является нестабильным (примерами такого оператора могут быть операторы числа частиц, странности, четности, изотопического заряда и др.).

Известно, что в квантовой механике для двух некоммутирующих операторов ξ и η имеет место следующее соотношение / 2 /:

$$\Delta \xi \cdot \Delta \eta \geq \frac{1}{2} \hbar |\langle [H, \eta] \rangle|, \quad (4)$$

если $[\xi, \eta] = i \hbar \lambda$, где $\Delta \xi = \sqrt{\xi^2 - \bar{\xi}^2}$, $\Delta \eta = \sqrt{\eta^2 - \bar{\eta}^2}$
 - среднеквадратичные отклонения в измерениях ξ и η .

Знак равенства в соотношении (4) можно поставить если состояние $|A\rangle$, по которому усредняются операторы, такое, что

$$\hat{\xi}|A\rangle = c \hat{\eta}|A\rangle \quad \text{и} \quad \langle A|\hat{\xi}\hat{\eta} + \hat{\eta}\hat{\xi}|A\rangle = 0, \quad (5)$$

где $\hat{\xi} = \xi - \bar{\xi}$, $\hat{\eta} = \eta - \bar{\eta}$. Выполнение этого условия фактически означает следующее равенство:

$$(\xi - \alpha)|A\rangle = i\gamma(\eta - \beta)|A\rangle \quad (6)$$

В этом соотношении $\alpha = \bar{\xi}$, $\beta = \bar{\eta}$ и γ - действительные числа.

Рассмотрим сейчас нестабильное состояние квантовомеханической системы, т.е. случай, когда гамильтониан не включен в полный набор наблюдаемых и имеется хотя один оператор η с дискретным спектром, не коммутирующий с H ($[H, \eta] = i \hbar \lambda$) и не входящий в полный набор наблюдаемых.

Допустим, что нас интересует среднее значение величины η , которая и обуславливает нестабильность состояния. Разумеется, что на эксперименте обязательно измеряется полная энергия, т.е. нас всегда интересует среднее значение \bar{H} , так, что мы заинтересованы в данном состоянии иметь наилучшие возможные значения $\bar{\eta}$ и \bar{H} , другими словами, мы требуем минимальности среднеквадратичного отклонения.

На основе результата (6) мы заключаем, что для этого должно удовлетвориться соотношение

$$(H - \alpha) |A, t\rangle = i\gamma(\eta - \beta) |A, t\rangle. \quad (7)$$

Если учесть, что все динамические постулаты выполнены, когда $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |A, t\rangle = H |A, t\rangle$, то мы можем написать уравнение для вектора состояния нестабильной системы $|A, t\rangle$ в следующем виде:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |A, t\rangle = \{i\gamma(\eta - \beta) + \alpha\} |A, t\rangle. \quad (8)$$

Это уравнение - типа уравнения Шредингера, но с неэрмитовой правой частью. Подобные уравнения для нестабильных состояний или постулировались, или получали после некоторых приближений / 4,5 /.

Интегрирование уравнения (8) приводит к вектору состояния, норма которой не сохраняется:

$$|A, t\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} \alpha t} e^{\frac{\gamma}{\hbar} (\eta - \beta) t} |A, 0\rangle. \quad (9)$$

Такой вид зависимости вектора нестабильного состояния от времени сразу дает неэкспоненциальность закона распада (закон изменения во времени проекции вектора нестабильного состояния на начальное состояние $P(t) = |\langle A, 0 | A, t \rangle|^2$ как при больших $t \rightarrow \infty$, так и при малых $t \rightarrow 0$ временах.

Неэкспоненциальность при больших t есть результат

того, что при вычислении $\langle A, 0 | A, t \rangle$ приходится иметь дело с выражениями типа $\langle A, 0 | \eta^n | A, 0 \rangle$, а если $\eta^n = \bar{\eta}^n$, то получим стабильное состояние, если же это равенство не выполняется, закон распада неэкспоненциален (так как в этом случае $e^{\frac{\gamma}{\hbar} t} \neq \langle A, 0 | e^{\frac{\gamma}{\hbar} t} | A, 0 \rangle$).

Неэкспоненциальность при $t = 0$ легко демонстрируется дифференцированием $\rho(t)$ по времени и последующим переходом к пределу $t \rightarrow 0$.

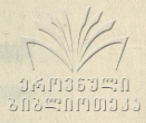
Вопрос неэкспоненциальности закона распада рассмотрен во многих работах (см., напр., / 6,7,8,9/). В этих работах неэкспоненциальность появляется как результат ограниченности спектра H снизу, или по причине полюсов высших порядков в функции распределения энергий, или же в S -матрице. При нашем подходе неэкспоненциальность есть результат физического требования минимальности ошибки в измерении $\bar{\eta}$ и \bar{H} . Подход, развитый в цитированных работах, не обеспечивает конечности среднеквадратичного отклонения в измерении энергии / 10/.

Поступила 6.П.1980 Кафедра теоретической
физики

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.В.Медведев. Начала теоретической физики, М., "Наука", 1977.
2. А.Меса. Квантовая механика, т.1, М., "Наука", 1978
3. Ф.Кемпфер. Основные положения квантовой механики, М., "Мир", 1967.

4. С.М.Биленький. ЭЧАЯ I 1970, 227.
5. A.Brzeski, J.Lukierski, Preprint N 276 (1974), Wroclaw .
6. Л.А.Халфин. ЭЭФ 33 1957, 1371.
7. J.Lukierski. ICTP, Trieste preprint IC/72/128.
8. И.Ерсак. ЯФ 9 1979, 458.
9. L.Fonda, Ghirardi. NC 7A (1972), 180.
10. Н.С.Крылов, В.А.Фок. ЭЭФ 17 1947, 93.



კ. მარგველაშვილი

არასტაბილური სისტემის დინამიკისა და მისი დინამიკის
რეზიუმე

არასტაბილური სისტემები განვიხილავთ არარელატივისტური
ქვანტური მექანიკის ფარგლებში. მიღებულია არასტაბილური მდგომარეობის
დინამიკის აღმწერი ახალი განტოლება.

P.Margvelashvili

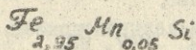
THE STATE OF A NONSTABLE SYSTEM AND ITS
DYNAMICS
Summary

Nonstable systems are considered in the framework of nonrelativistic quantum mechanics. A new equation describing the dynamics of nonstable states is obtained.

ბიჭინოსის მემორიის წიგნები რჩენილი თარგმნისადაც სახეობებიც
უნივერსიტეტის მხრებზე

213, 1980

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗУЮЩИХ СПОСОБНОСТЕЙ МОНОКРИСТАЛЛА



С.Баднариш^x, М.И.Цулая^{xx}, И.С.Габалия^{xx}

Исследование дифракций нейтронов на порошкообразных соединениях типа $Fe_{3-x} Mn_x Si$ показали /1/, что отражения (III) и (3II) должны давать 100%-ую поляризацию нейтронного пучка для $x=0,04$ и $x=0,19$, соответственно.

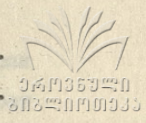
Получение монокристаллов этих соединений представляет большой практический интерес с точки зрения их применения в качестве монохроматоров-поляризаторов на спектрометрах поляризованных нейтронов.

Учитывая, что сечения поглощения тепловых нейтронов для элементов Fe , Si , Mn намного меньше сечения поглощения Co , использование монокристаллов соединений

$Fe_{2,95} Mn_{0,05} Si$ и $Fe_{2,81} Mn_{0,19} Si$ должно дать возможность получения монохроматического поляризован-

x Институт ядерных исследований, Сверж (ИЯР)

xx Институт физики АН СССР



ного пучка значительно большей интенсивности, чем это можно получить с помощью монокристаллов сплава $CoFe$ (8%), которые сейчас широко используются на спектрометрах поляризованных нейтронов.

На дифрактометре поляризованных нейтронов Института физики АН СССР была исследована поляризованная способность монокристаллов соединения $Fe_{2,85}Mn_{0,05}Si$. Образцы монокристаллов были выращены в Институте ядерных исследований в Свердловске (ИЯС).

Для экспериментов были подготовлены два образца следующих размеров: $17 \times 22 \times 27 \text{ мм}^3$ и $15 \times 20 \times 23 \text{ мм}^3$. Кривые отражения монокристаллов даны на рис. 1.

Образцы были выставлены на месте анализаторов дифрактометра. Монохроматический пучок поляризованных нейтронов длиной волны $\lambda = 1,11 \text{ \AA}$, отраженный от кристалла-поляризатора сплава $CoFe$ (8%), пропускался через образец и отражался от плоскости (111). Измерялась зависимость поляризации от направления и величины приложенного к образцу магнитного поля.

Для случая, когда направление магнитного поля составляло $16,5^\circ$ с направлением (110) кристаллографической оси образца, зависимость степени поляризации спинов нейтронов от напряженности магнитного поля показана на рис. 2 (кривая 1), а для случая, когда направление приложенного к образцу магнитного поля составляло с направлением (112) угол $16,5^\circ$, зависимость поляризации от величины магнитного поля показана на рис. 2 (кривая 2).

Из этих результатов следует, что при точном совпадении направлений магнитного поля с направлением кристаллографической оси образца, а также при точном выборе оси наименьшего намагничивания монокристалла, можно ожидать улучшение поляризующей способности монокристалла.

Поступила 10.1.1980

Институт ядерных исследований, Свердлов (ИЯР)
Институт физики АН СССР

ЛИТЕРАТУРА

1. J.G.Booth, J.E.Clark, J.D.Ellis, P.J.Webster, S.Yoon.

Труды Международной конференции по магнетизму (МКМ-73), том IV, "Наука", М., 1974.

Յ.Ժըճնարևյան, Մ.Բյուրևան, Թ.Թաճըղյան

$Fe_{2,95}Mn_{0,05}Si$ մոնոկրիստալիկ ալոյսաբաղաձուր

տրոսյաձուրև ալոյսաձուր

հրճույնը

Ղյխնըրիմընջալըրաթ թամոյրըլըր ղյրն $Fe_{2,95}Mn_{0,05}Si$ թընթը-
նոձն ըրնոյրնիցըրն մալոյրնիմըրըլըր ղյրնսըթըրն ըրնթրնըրն,
ալոյրնիմըրն ընթըր ղանոցըրնըրն մըրնըրն. ընթըրնըրն, հրմ այ
թըրն ըրնոյրնիցըրնըրն սալըրըրնըրն թըրնըլըթն մըրըթըրն ղյրնս
մալոյրնըրն ալոյրնիմըրնըրն ըրնթրնըրնըրն ընթըրն.

INVESTIGATION OF THE POLARIZING CAPACITIES OF
 $\text{Fe}_{2,95}\text{Mn}_{0,05}\text{Si}$ SINGLE CRYSTAL

Summary

The polarizing capacity of single crystals of $\text{Fe}_{2,95}\text{Mn}_{0,05}\text{Si}$ alloy, intended for polarization of neutrons, is experimentally investigated. It is shown that these single crystals permit to obtain a beam of neutrons with a high degree of polarization.

6

^xInstitute of Nuclear Research, Swerk, Poland.

^{xx}Institute of Physics of the Academy of Sciences of the Georgian SSR.

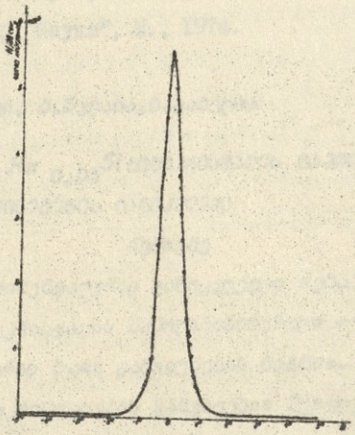
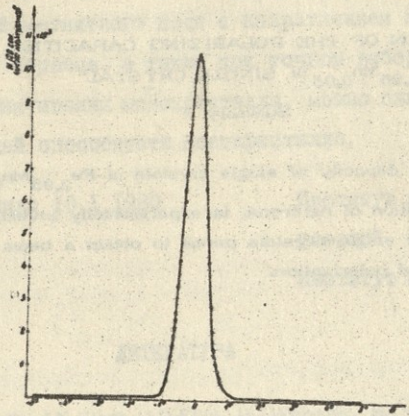


Рис. 1. Кривые отрезания монокристаллов $Fe_{2,05}Mn_{0,05}Si$
1. - для плоскости (110)
2. - для плоскости (112)

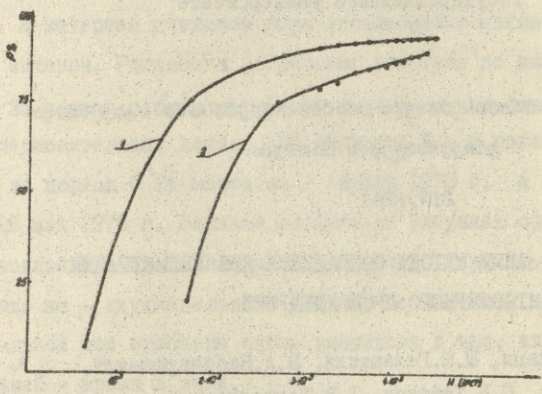


Рис. 2. Кривые зависимости поляризации спинов нейтронов от напряженности магнитного поля :

1. для случая, когда направление магнитного поля составляет угол $16,5^{\circ}$ с направлением (110) кристаллографической оси образца,
2. - для случая, когда направление магнитного поля составляет угол $16,5^{\circ}$ с направлением (112) кристаллографической оси образца.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

საქართველოს სახელმწიფო უნივერსიტეტის
ეზნაობის მუშაობის მუშაობის მუშაობის მუშაობის
უნივერსიტეტის მუშაობის

213, 1980

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА СОВПАДЕНИЙ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ
ИМПУЛЬСОВ ЛИТОСФЕРНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

А.М.Ахалкаци, Ш.Ш.Гелашвили, В.А.Набичвршвили,
С.В.Хавтаси, Т.В.Шенгелая

В работе /I/ с помощью электрической антенны с соответствующим одноканальным устройством нами регистрировались импульсы естественного импульсного электромагнитного поля Земли (ЕИЭМПЗ). При этом подавляющее число импульсов шло из атмосферы, что, естественно, затрудняло решение поставленной перед нами задачи. Для избавления от импульсов, идущих из атмосферы (помехи), было предложено использовать методику совпадений. Используются два датчика, импульсы от которых подаются на два выхода схемы совпадений. Схема совпадений срабатывает только в том случае, если одним датчиком зарегистрирован импульс, а вторым не зарегистрирован.

С целью регистрации импульсов литосферного происхождения была создана соответствующая установка, которая 17 фев-

раля 1978 года была установлена в Сейсмологической обсерватории при Институте геофизики АН ГССР. Эта аппаратура работала совместно с одноканальной для сопоставления результатов. В качестве датчиков были использованы магнитные рамочные антенны. Установка непрерывно работала до июня 1978 года.

За период работы установки было получено большое число экспериментальных данных. На рисунках 1 и 2 показаны данные за период с 24 марта по 2 апреля 1978 г. и с 23 мая по 29 мая 1978 г. Верхние графики на рисунках соответствуют показаниям одноканального устройства /прямой спектр/, нижние же - двухканального /спектр совпадений/. На вертикальной оси отложено число импульсов в час, на горизонтальной - время в днях.

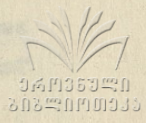
Из данных эксперимента можно сделать следующие выводы:

1. В спектре совпадений резко уменьшился общий фон суточного хода импульсов ЕИЭМПЗ по сравнению с прямым спектром /см. рис. 3/.
2. Намного лучше выделились максимумы суточного хода, предшествующие, как мы предполагаем, землетрясениям /рис. 1, 2/.
3. Общая картина суточного хода как в прямом, так и в спектре совпадений остается неизменной /рис. 3/.
4. Общий фон в спектре совпадений не меняется от зимы к весне, в то время как в прямом спектре весной замечалось повышение фона.

II Труды, 213.

5. Аномалии в спектрах суточного хода наблюдаются одновременно как в прямом спектре, так и в спектре совпадений. Однако в спектре совпадений часто отсутствуют пики, наблюдаемые в прямых спектрах. Это может быть объяснено тем, что эти пики в прямых спектрах чисто атмосферного происхождения.

6. Часто аномалии, появляющиеся в спектрах суточного хода можно привести в соответствие с землетрясениями/с энергетическим классом $K \geq 10$ /, происшедшими через определенное время. Например, для случаев, приведенных на рис. 1 и 2, резкое увеличение счета импульсов в 3 часа 27 марта 1978 года можно отнести к землетрясению, происшедшему в 10 часов 28 марта в 160 км от Тбилиси с $K=10,5$ /рис.1/. На этом же рисунке наблюдается всплеск в счете импульсов БИЭМПЗ в 3 часа 30 марта, который можно отнести к землетрясению, происшедшему 31 марта 1978 г. в 15 часов на расстоянии 39 км от Тбилиси с $K=10$. На рис. 2 пики в спектре совпадений в 15 час. 25 мая и в 21 час 27 мая 1978 г. можно отнести к землетрясениям, происшедшим соответственно в 15 час. 26 мая в 135 км от Тбилиси с $K=12,6$ и в 15 час. 28 мая в 58 км от Тбилиси с $K=10$. Однако иногда невозможно произвести такое сопоставление. Например, резкий подъем числа импульсов 28 мая в 24 часа нельзя отнести к происшедшим в последующие дни землетрясениям, т.к. по данным сейсмологов вблизи города не происходило землетрясений с $K \geq 10$. Кроме того, 27 мая 1978 г. в 22 часа было зарегистрировано землетрясение в 158 км от города с $K=10,7$, которое нельзя отнести ни к одному из пиков спектра совпаде-



ний /см. рис.2/.

Как показали данные экспериментов, схема совпадений для целей прогнозирования землетрясений дает лучшие результаты по сравнению с одноканальной схемой, однако здесь возможна электрическая связь между каналами, что создает дополнительные трудности и несколько снижает достоверность результатов. Кроме того, существует вероятность, что созданная схема совпадений все-таки регистрирует импульсы атмосферного происхождения. Поэтому в первую очередь необходимо подавить именно этот мешающий фактор, для чего необходимо усовершенствовать существующую схему совпадений.

Однако, по нашему мнению, не менее важно установить, какую долю составляют импульсы литосферного происхождения от общего числа импульсов ЕИЭМПЗ.

Для установления направления распространения электромагнитных полей нами использовался метод регистрации импульсов ЕИЭМПЗ в двух точках, разделенных слоем поглощающей среды, в качестве которой использовалась пресная вода. Детекторами были применены магнитные ферритовые антенны. Одна антенна опускалась под воду, вторая же находилась на поверхности земли. Проводники, связывающие детекторы с регистрирующими устройствами, представляли собой источники вторичных электромагнитных волн. Поэтому связь между подводным детектором и регистрирующим устройством осуществлялась с помощью канала оптической связи. Для передачи информации в этом канале использовалось инфракрасное (ИК) излучение. В ИК-диапазоне участка, на котором ИК-излучение при распространении в атмосфере-земли испытывает минимальное

затухание, существуют в пределах длин волны $0,75 + 1,7$ мкм.

Такой участок использован нами для создания линии связи.

При передаче информации в ИК-диапазоне возникают такие задачи, как помехозащищенность канала от ИК-излучения случайных источников, повышение эффективности излучения и приема сигналов. Наилучшей защитой от помех является модуляция ИК-излучения сигналами со сложным спектром. В нашей установке использована амплитудно-широкая модуляция. Блок-схема передачи информации в канале оптической связи дана на рис. 4. Параметры магнитной антенны: $f = 14,6$ кГц, $\Delta f = 1$ кГц. Вход широкополосного усилителя представляет собой дифференциальный усилитель с высокоомным входом и коэффициентом усиления 10^6 .

Низкочастотный сигнал подается через согласующий усилитель в цепь управления генератора несущей частоты 200 кГц. Генератор несущей частоты вырабатывает сигнал прямоугольной формы, который модулируется по времени низкочастотным напряжением. Модулированные колебания поступают в усилитель мощности, нагрузкой которого является ИК-светодиод АЛ-107. ИК-излучение принимается инфракрасным фотоумножителем ФЭК-28, область спектральной чувствительности которого $0,4 - 1,1$ мкм, усиливается, демодулируется и поступает на низкочастотный фильтр, а затем - на регистрирующее устройство. Активный фильтр низкой частоты пропускает те сигналы, частота которых не больше частоты среза. В результате этого получаются сигналы первоначальной формы. Эти сигналы подаются на один из каналов двухлучевого осциллографа, на вто-

16 00357 020
002-1110333

ON THE USE OF THE COINCIDENCE METHOD IN RECORDING
PULSES OF LITHOSPHERIC ORIGIN

Summary

The paper deals with the use of the scheme of coincidence to exclude electro-magnetic pulses of atmospherical origin while recording the pulses of the earth's electro-magnetic field. The experimental data obtained by means of the method over the period of four months are given. The advantages and the defects of the method are pointed out.

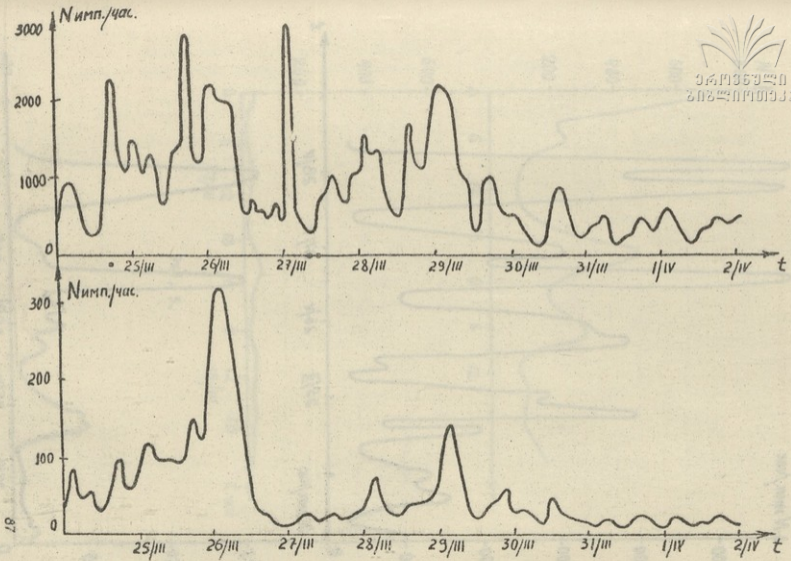


Рис. I.

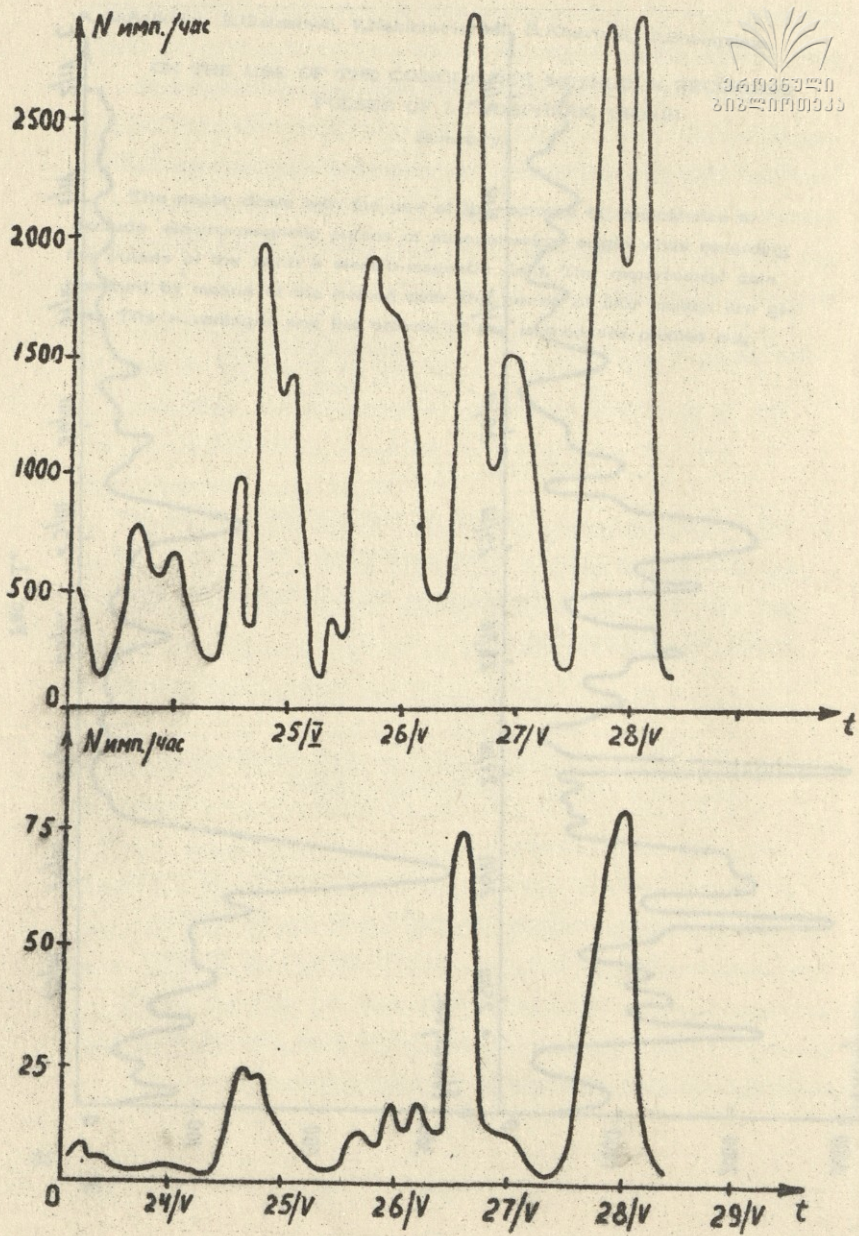


Рис. 2.

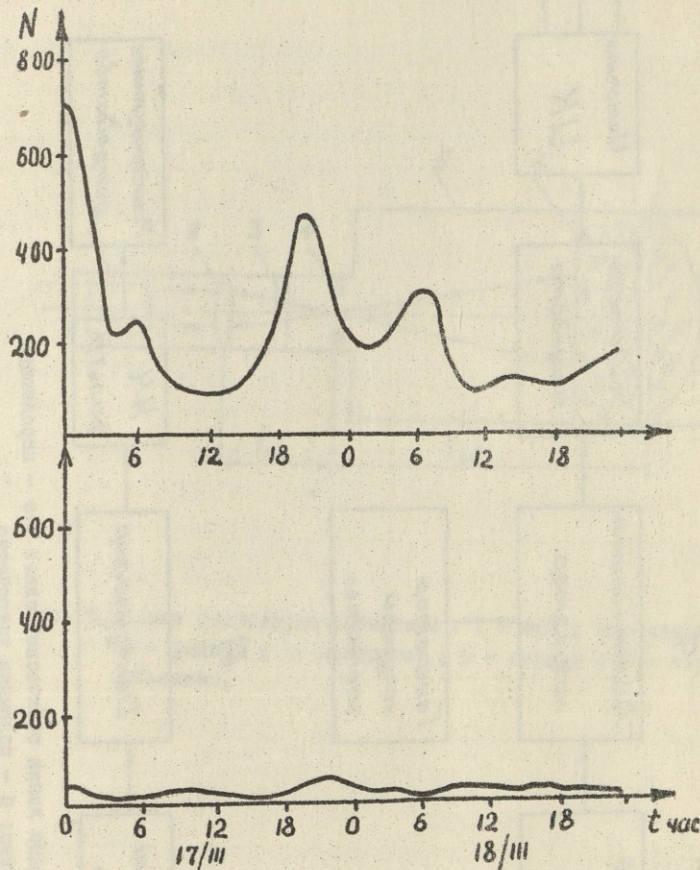
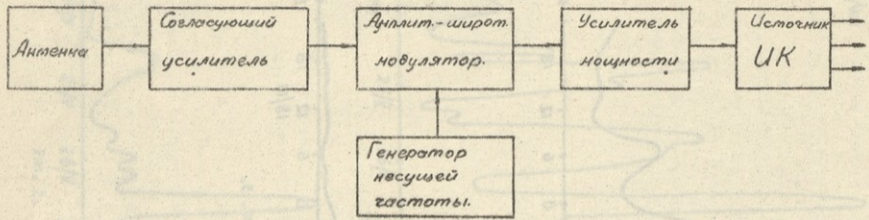


Рис. 3.

а)



б)

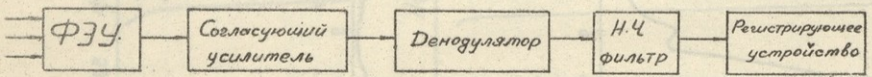


Рис. 4. Блок-схема линии оптической связи : а - передающее устройство; б - приемное устройство .

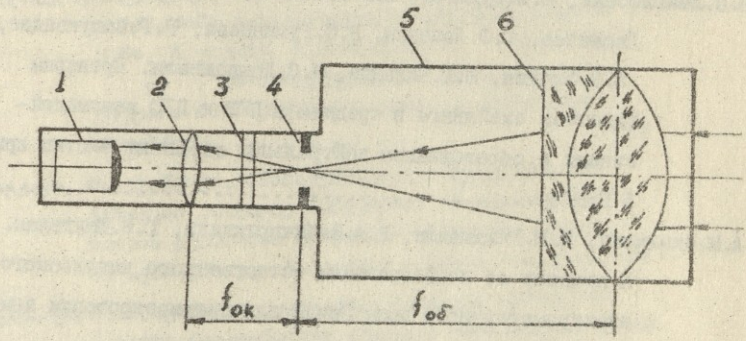


Рис. 5. Схема фокусирующей системы : 1 - ФБУ ; 2 - линза ;
 3 - фильтр ; 4 - диафрагма ; 5 - корпус ; 6 - двухлинзовый
 объектив.

С о д е р ж а н и е



Ю. В. Чхаргвишвили, С. А. Лебединский. Исследование тонких аморфных пленок системы германий-теллур по глубине.....	5
Н. С. Амаглобели, Ю. А. Будагов, А. Г. Володько, А. Ш. Гавашели, В. П. Джалепов, Ю. Ф. Ломакин, В. С. Румянцева, Р. Г. Салуквадзе, В. Б. Флягин, Ю. Г. Чиладзе, Ш. С. Шопиашвили. Проверка гипотезы скейлинга в среднем в ПР и ПС взаимодействиях с образованием нейтральных странных частиц при 5 ГэВ/с	12
А. М. Ахалкаци, Ш. Ш. Гелашвили, В. А. Набичвришвили, Т. В. Шенгелая. К вопросу об использовании естественного импульсного электромагнитного поля Земли для прогнозирования землетрясений на плотине Ингури ГЭС	27
Г. Г. Петриашвили. Исследование стационарного процесса работы трансформатора с ортогональным магнитным управлением.	38
М. П. Чавлейшвили. Об использовании спиральных амплитуд для получения модельно независимых неравенств для комpton-эффекта на пионе	51
Д. Ш. Цагарейшвили, Т. Д. Абашидзе. Новые соотношения для приближенного расчета параметра Грюнрайзена неорганических кристаллов по их термическим свойствам.....	57
П. И. Маргвельашвили. Состояние нестабильной системы и его динамика	67
С. Беднарски, М. И. Цумая, М. С. Габелия. Исследование поляризуемых способностей монокристалла	74
А. М. Ахалкаци, Ш. Ш. Гелашвили, В. А. Набичвришвили, С. В. Хавтаси, Т. В. Шенгелая. Об использовании метода совпадений для регистрации импульсов литосферного происхождения.....	80

CONTENTS



I. Chkartishvili, S. Lebedinsky. Exploration of the homogeneity of amorphous Ge-Te films in depth	10
N. Amaglobeli, Yu. Budagov, H. Volodko, A. Gavasheli, B. Dzelepov, Yu. Lomakin, V. Rummyantsev, R. Salukvadze, V. Flyagin, B. Chiladze, Sh. Shoshiashvili. Verification of the hypothesis of scaling in mean in and interactions with neutral strange particle production at 5 GeV/c	19
A. Akhalkatsi, Sh. Gelashvili, V. Nabichvrishvili, T. Shengelaia. Towards the use of the method of the earth's natural pulse electromagnetic field in predicting earthquakes at the Inguri Hes dam	32
G. Petriashvili. Study of the steady operation process of a transformer with orthogonal magnetic control	50
M. Chavleishvili. On the use of helicity amplitudes for the derivation of model-independent inequalities for Compton-scattering on the pion	56
D. Tsagareishvili, T. Abashidze. New relationships for the approximation of the Grüneisen parameter of inorganic crystals according to their thermal properties	66
P. Margvelashvili. The state of a nonstable system and its dynamics.	73
S. Bednarski, M. Tsulaia, M. Gabelia. Investigation of the polarizing capacities of $Fe_{2.95}Mn_{0.05}Si$ single crystal	77
A. Akhalkatsi, S. Gelashvili, V. Nabichvrishvili, S. Khavtasi, T. Shengelaia. On the use of the coincidence method in recording pulses of lithospheric origin	86

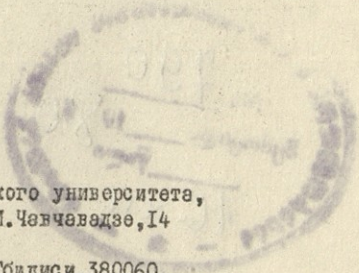
Редектор издательства Л.Абуашвили

Подписано в печать 12.06.80

УЭ 05889 Бумага 60x84

Усл.печ.л.6. Уч.-изд.л. 4,03. Тираж 300. Заказ 2301

Цена 40 к.



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

Типография АН СССР, Тбилиси,380060,
ул.Кутузова,19

86-80

80-798

041359240
20220101933