

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского университета

Proceedings of Tbilisi University



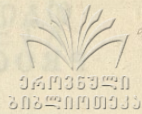
209

ISSN 0376—2637

ფ ი ზ ი კ ა
Ф И З И К А
P H Y S I C S

8

თბილისი Тбилиси Tbilisi
1979



ფიზიკა
ფიზიკა



ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
TBILISI UNIVERSITY PRESS

თბილისის უნივერსიტეტის ურომაბი
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY



ტ. 208 V.

ფ ი ზ ი კ ე
P H Y S I C S

თბილისი 1979 Tbilisi

Ф И З И К А

Редакционная коллегия

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

სარედაქციო კოლეგია

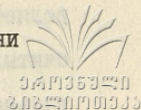
ღ. ამალობელი, ბ. ბერულავა (ბედივანი), ი. ვაჰაკიძე, ზ. კაჩლი-
შვილი (რედაქტორი), თ. კოპალეიშვილი-ნიკოლაძე, ნ. სანაძე,
ნ. პოლიევტოვი-ნიკოლაძე.

Editorial Board

N. Amaglobeli, B. Berulava (secretary), Z. Kachlishvili, T. Kopalei-
shvili, (editor), N. Poliectov - Nikoladze, T. Sanadze, I. Vashakidze,

209, 1979

ბიოლოგიის ძირითადი ნიშნები რჩებიან მრავალსაფეხო სახეობებში
უნივერსიტეტის შრომები



УСТОЙЧИВЫЕ СОСТОЯНИЯ ПРОСТЫХ СИСТЕМ

Н.С.Васильева-Вашакмадзе

Биологическая активность молекул, влияющих на процессы жизнедеятельности, во многом обусловлена спецификой их строения. В связи с этим изучение молекулярных структур, их особенностей помогает объяснить и предсказать многие свойства биологически активных соединений.

Следует отметить, что канцерогены, пары оснований ДНК, макроэргические соединения, белковые молекулы имеют много общего в характере электронных оболочек. Все перечисленные соединения содержат обширные области делокализации внешних электронов, движущихся в эффективном поле ядер и внутренних электронов / 1,2 /. При этом энергия взаимодействия π - электронов с внутренним остовом оказывается гораздо меньше полной энергии π - электронной системы. Впервые явление делокализации, т.е. образование многоцентровых орбиталей, было замечено при изучении структуры молекулы бензола / 3 /.

В настоящее время известно множество органических соединений, содержащих обширные области делокализации внешних электронов. Это свойство внешней электронной структуры поз-

воляет ввести π - электронное приближение / 4 /, т.е. рас-
считывать π -электронную систему, а взаимодействие с ос-
тальной частью вводить через электронный потенциал. Для изу-
чения электронных систем применяются различные вариационные
методы. В расчетах собственных функций и собственных значе-
ний гамильтониана системы вариационными методами используют-
ся эмпирические данные о геометрии молекул, с помощью кото-
рых вычисляются интегралы перекрытия, а также обменные и ку-
лоновские интегралы. Затем составляется система интегро-диф-
ференциальных уравнений (в методе Хартри-Фока) или алгебра-
ческих нелинейных уравнений (в методе Рутаана), полученных
из вариационного принципа: $\delta\mathcal{J} = 0$.

Решение системы уравнений проводится методом итерации, в
результате чего получают значения вариационных параметров,
удовлетворяющих условию экстремума энергетического функцио-
нала.

Затем находят энергию системы $E(N)$, волновую функцию
 $\psi(w)$ и дальше уже все те характеристики, которые связаны
с ними. В данной работе межатомные расстояния рассматривают-
ся как вариационные параметры, для которых $\delta\mathcal{J} = 0$ есть не-
обходимое условие минимума.

Однако не все решения, удовлетворяющие условию $\delta\mathcal{J} = 0$,
соответствуют истинному минимуму энергетического функционала.

В данной работе рассматривается вопрос о выборе таких па-
раметров, полученных из общего набора, которые определяют ис-
тинный минимум энергетического функционала.

Решение задачи соответствует устойчивому состоянию физи-
ческой системы, если для найденных параметров $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N$

выполняются следующие неравенства:

$$D(1) > 0, \quad D(2) > 0, \quad D(N) > 0,$$

где

$$D(1) = \frac{\partial^2 y}{\partial \alpha_i^2},$$

$$D(2) = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 y}{\partial \alpha_1} & \frac{\partial^2 y}{\partial \alpha_1 \partial \alpha_2} \\ \frac{\partial^2 y}{\partial \alpha_2 \partial \alpha_1} & \frac{\partial^2 y}{\partial \alpha_2^2} \end{vmatrix}.$$

Эти неравенства являются необходимыми и достаточными условиями устойчивости системы относительно выбранных параметров / 6,7 /.

Мы рассматриваем трехатомную линейную систему и исследуем условия образования устойчивых связей между ее атомами. Для простоты предположим, что электрон движется в поле трех центров с эффективными потенциалами

$$U_{\text{эф}} = -\frac{\chi_a e^2}{\chi_a} + \frac{\alpha [n^*(n^*-1) - \ell(\ell+1)]}{2\chi_a},$$

где n^* - эффективное главное квантовое число, ℓ - орбитальный момент, α - коэффициент в экспоненте радиальной функции / 8,9 /. Нашей задачей является определение межатомных расстояний, а также устойчивости всей системы.

В природе существуют устойчивые линейные молекулы, например: CO_2 , HCN , H_2C_2 , H_4C_2 , KCN и т.д.

В нашей исследуемой модели (см. рис.) мы допускаем, что расстояние между крайними центрами известно, и обозначаем его через R_{ac} . Вводим безразмерную единицу расстояния:

$R_{ac} = 1$, тогда $R_{bc} = 1 - R_{ab}$, где R_{ab} - вариационный параметр. Расположим координатные оси так, чтобы начало координат помещалось на середине R_{ab} , ось z проведем вдоль оси, соединяющей центры атомов.

В адиабатическом приближении гамильтониан системы запишется в следующем виде:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \sum_{a,b} \frac{z_a z_b e^2}{R_{ab}} - \sum_{a=1}^3 \frac{z_a e^2}{r_a} + 2 \sum_{a=1}^3 \frac{\alpha_a [n^*(n^*-1) - \ell_a(\ell_a+1)]}{r_a^2}.$$

Мы предполагаем, что электронная орбиталь делокализована по трем центрам:

$$\Psi_K(t) = \sum_{a=1}^3 C_{Ka} \Psi_a^0(t).$$

В качестве базисных функций $\Psi_a^0(t)$ мы выбираем волновые функции Слэтера / I0 /:

$$\Psi_a^0(t) = e^{-\alpha r_a} r_a^{n^*-1} P_\ell^m(\cos \vartheta) e^{im\varphi} (\ell=1, m=0).$$

При этом энергетический функционал системы $\mathcal{J} = \langle \Psi^* \hat{H} \Psi \rangle$ распадается на одно-, двух- и трехцентровые интегралы.

Двухцентровые интегралы легко вычисляются в сферических координатах: например, для интегралов, зависящих от R_{ab} ,

$$\lambda = \frac{r_a + r_b}{R_{ab}}, \quad \mu = \frac{r_a - r_b}{R_{ab}}, \quad \text{tg } \varphi = \frac{y}{x}.$$

Трехцентровые интегралы являются пренебрежимо малыми по сравнению с двухцентровыми, и мы их отбрасываем / II, I2 /.

Составим выражение для энергетического функционала нашей системы:

$$\mathcal{Y} = \langle \psi^* | \hat{K} + \hat{U}_{\text{эф}} | \psi \rangle = \bar{K} + \bar{U}_{\text{эф}},$$

где

$$\begin{aligned} \bar{K} &= 2\alpha \langle \psi_b^{ox} | \frac{\tilde{z}_a^*}{\gamma_a} | \psi_a^o \rangle + 2\beta \langle \psi_a^{ox} | \frac{\tilde{z}_b^*}{\gamma_b} | \psi_b^o \rangle + \\ &+ 2\gamma \langle \psi_b^{ox} | \frac{\tilde{z}_c^*}{\gamma_c} | \psi_a^o \rangle + \alpha \langle \psi_a^{ox} | \frac{\tilde{z}_a^*}{\gamma_a} | \psi_a^o \rangle + \gamma \langle \psi_c^{ox} | \frac{\tilde{z}_c^*}{\gamma_c} | \psi_c^o \rangle + \\ &+ 2\gamma \langle \psi_b^{ox} | \frac{\tilde{z}_c^*}{\gamma_c} | \psi_c^o \rangle + 2\beta \langle \psi_c^{ox} | \frac{\tilde{z}_b^*}{\gamma_b} | \psi_b^o \rangle - a S_{ab} - b S_{bc}. \\ \bar{U}_{\text{эф}} &= \sum_{a>b}^3 \frac{\tilde{z}_a \tilde{z}_b \ell^2}{R_{ab}} - 2 \sum_{a>b}^3 \langle \psi_a^{ox} | \frac{\tilde{z}_a^*}{\gamma_a} | \psi_a^o \rangle + \\ &+ \sum_{a>b}^3 \langle \psi_a^{ox} | \frac{\ell^*(\ell^*-1) - \ell(\ell+1)}{\gamma_a^2} | \psi_b^o \rangle. \end{aligned}$$

Варьируя функционал, составляем уравнение для определения R_{ab} :

$$\begin{aligned} &2(\alpha-1) \langle \psi_b^{ox} | \frac{\tilde{z}_a^*}{\gamma_a} | \psi_a^o \rangle' + 2(\beta-1) \langle \psi_a^{ox} + \psi_c^{ox} | \frac{\tilde{z}_b^*}{\gamma_b} | \psi_b^o \rangle' + \\ &+ 2(\gamma-1) \langle \psi_b^{ox} | \frac{\tilde{z}_c^*}{\gamma_c} | \psi_c^o \rangle' + \sum_{a=1}^3 \langle \psi_a^{ox} | \frac{\tilde{z}_a^*}{\gamma_a} | \psi_a^o \rangle' - \\ &- \frac{\tilde{z}_a^* \tilde{z}_b^*}{R_{ab}^2} + \frac{\tilde{z}_b^* \tilde{z}_c^*}{(1-R_{ab})^2} - a S'_{ab} - b S'_{bc} = 0, \end{aligned}$$

$$\tilde{z}_a^* = \tilde{z}_a - \gamma; \quad S_{ab} = \langle \psi_a^{ox} | \psi_b^o \rangle; \quad \alpha = \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2}; \quad \beta = \frac{\gamma^2 + \beta^2}{2}.$$

Повторное варьирование по R_{ab} проводится тривиально, и после соответствующих преобразований мы получаем алгебраическую функцию $\mathcal{P}(R_{ab})$:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(R_{ab}) &= \mathcal{F}_0(R_{ab}) + \mathcal{F}_0(R_{bc}) + \mathcal{F}_1(R_{ab}) + \mathcal{F}_1(R_{bc}) - \\ &- \mathcal{F}_2(R_{ab}) - \mathcal{F}_2(R_{bc}) + 2\tilde{z}_b^* \left(\frac{\tilde{z}_a^*}{R_{ab}^2} + \frac{\tilde{z}_c^*}{R_{bc}^2} \right), \end{aligned}$$

$$F_0(Rab) = - \sum_{ijkn} A_{ijkn} Rab^{i+j+1-2(n+k)} \left[e^{\alpha Rab} (1+3\rho+\rho^2) (-1)^j - e^{-\alpha Rab} (1+3\rho+\rho^2) \right],$$

041935321
20220110333

$$A_{ijkn} = \frac{(2n)!(2k)! C_a C_b (z_a^* + z_b^*)}{16i!j! \alpha^{2n+1-i} \beta^{2k+1-j}},$$

$$\begin{aligned} \rho &= -2\beta Rab, \\ \rho &= 2\alpha Rab, \\ \alpha &= \alpha + \beta, \\ \beta &= \alpha - \beta. \end{aligned}$$

$F_0(Rbc)$ получается при замене: $\alpha \rightarrow \gamma, z_a^* \rightarrow z_c^*$,
 $Rab \rightarrow Rbc, C_a \rightarrow C_c$.

$$F_1(Rab) = \sum_{ijkn} B_{ijkn} Rab^{i+j-(2n+1)} \times [e^{-\alpha Rab} F_2(\alpha Rab) + e^{-\beta Rab} F_2(\beta Rab)],$$

$$B_{ijkn} = \frac{k!(2n+1-k)! C_a C_b}{16i!j!} \left[\frac{(2\beta-1)(\alpha-\beta)^{k-j+1} z_b^* C_k^*}{(\alpha+\beta)^{k+i-2(n+1)}} + \frac{(2\alpha-1)(\alpha-\beta)^{2(n+1)} z_a}{(\alpha+\beta)^{j-k-1}} \right].$$

$F_1(Rbc)$ получается при замене $\alpha \rightarrow \gamma, z_a^* \rightarrow z_c^*$,
 $C_a \rightarrow C_c, Rab \rightarrow Rbc$.

$$F_2(Rab) = \sum_{ijkn} C'_{ijkn} [\epsilon_{ij} - e^{-2\alpha Rab} F_2(2\alpha Rab)] + C''_{ijkn} [\epsilon_{ij} - e^{-2\beta Rab} F_2(2\beta Rab)].$$

$F_2(R\beta e)$ получается при замене $\xi_a^* \rightarrow \xi_c^*$, $Rab \rightarrow Rbe$,

$$F_2(\alpha Rab) = (\alpha Rab - a_{ij})^2 - a_{ij}; \quad a_{ij} = i + j - (n+1); \quad \epsilon_{ij} = a_{ij} \binom{n+1-i}{i} \binom{n+1-j}{j}$$

$$C'_{ijkl} = \frac{\kappa!(2n+1-\kappa)!}{16i!j!} \frac{\xi_c^* \xi_a^* c_a^2}{\beta^{2n+3-i-j}}; \quad C^2_{ijkl} = \frac{\kappa!(2n+1-\kappa)! \xi_a^* c_b^2}{16i!j! \alpha^{2n+3-i-j}}$$

Полученная алгебраическая функция $\mathcal{P}(Rab)$ для линейной трехатомной системы позволяет определить, является ли система устойчивой. Исследуя область положительных значений $\mathcal{P}(Rab)$, мы находим те относительные расстояния между атомами, которым соответствуют устойчивые состояния системы (минимум энергетического функционала) и, наоборот, неустойчивым решениями соответствует $\mathcal{P}(Rab) \leq 0$. В том случае, когда система зависит от нескольких параметров, необходимо исследовать все детерминанты.

Приведем для примера численный расчет на устойчивость простой двухатомной гомоядерной системы:

$$\hat{H} = \hat{K} + \hat{U},$$

$$\psi_a^0(r) = e^{-\alpha r a}, \quad \psi_b^0(r) = e^{-\alpha r b},$$

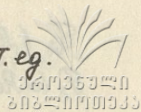
$$y = \alpha^2 \left[1 + e^{-\alpha R} \left(1 + \alpha R - \frac{\alpha^2 R^2}{3} \right) \right] + \frac{2\alpha}{\alpha R} - 2\alpha \left[1 + 2e^{-\alpha R} (1 + \alpha R) - \left(\frac{1}{\alpha R} + 1 \right) e^{-2\alpha R} \right].$$

$$\mathcal{P}(Rab) = \alpha^2 e^{-\alpha R} \left[-\frac{\alpha^2 R^2}{3} + \frac{7}{3} \alpha R - \frac{5}{3} \right] + \frac{2\alpha}{(\alpha R)^3} +$$

$$+ 2\alpha(1 - \alpha R) e^{-\alpha R} - 2\alpha e^{-2\alpha R} \left[1 + \frac{1}{\alpha R} + \frac{2}{(\alpha R)^2} + \frac{1}{2(\alpha R)^2} \right].$$

При $\alpha=1$ $F(R_{ab}) > 0$

для $R_{ab} \sim 2$ ат.ед.



Приведенный расчет показывает, что алгебраическая функция $P(R_{ab})$ при $\alpha=1$ положительна для межатомного расстояния $R_{ab} \approx 2$ ат.ед. Это согласуется с экспериментальными данными для H_2^+ . В случае многоатомных систем необходимо ввести соответствующее число характеристических функций.

Поступила 25.XII.1978

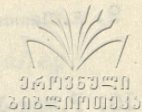
Кафедра
экспериментальной физики

ЛИТЕРАТУРА

1. Слэтер, Электронная структура молекул, "Мир", 1967.
2. J.A.Pople, D.P.Santry, G.A.Segal, J.Chem. Phys., vol. 43, N10.
3. E.Z.Huckel, Physik, v. 70, 204 (1931).
4. R.G.Parr. The quantum theorie of molecular electronic structure, 1963.
5. В.И.Полтев, Полуэмпирический расчет внутримолекулярных взаимодействий, "Мир", 1969.
6. Д.Р.Меркин, Введение в теорию устойчивости движения, "Наука", 1971.
7. А.Халанай, Д.Векслер, Качественная теория импульсных систем, "Наука", 1971.
8. E.Clementi, A.Routh, Int.J.Quantum Chem., vol 6, S. 525, 1972.

STABLE STATE OF SIMPLE SYSTEMS

Summary



Steady states of molecules are investigated in the paper. A three centre model with an electron moving in it is considered. The distances between the centres are introduced as variational parameters. The energy functional is varied according to these parameters. The characteristic function is built, permitting to isolate steady solutions.

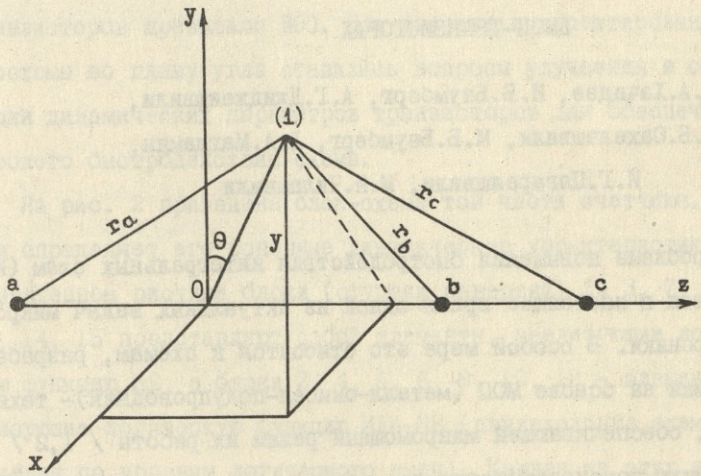


Рис.

თბილისის შრომის წითელი გერძის ორგანიზაციის საბავშვო
უნივერსიტეტის შრომები

РАЗРАБОТКА РЕВЕРСИВНОГО АДРЕСНОГО СЧЕТЧИКА НА ДМОП-ТРАНЗИСТОРАХ

Д. А. Хачидзе, И. Б. Баумберг, А. Г. Джиджеишвили,
В. Б. Сахелашвили, М. Б. Баумберг, Л. А. Магламян,
И. Г. Цагареишвили, М. И. Чилашвили

Проблема повышения быстродействия интегральных схем (ИС) является в настоящее время одной из актуальных задач микроэлектроники. В особой мере это относится к схемам, разрабатываемым на основе МОП (металл-окисел-полупроводник)-технологии, обеспечивающей микромощный режим их работы / 1,2 / и высокую помехозащищенность.

В наибольшей степени эти преимущества проявляются в МОП-схемах, основу которых составляют элементы, реализующие логическую функцию НЕ (инверторы), состоящие из последовательно соединенных транзисторов р- и п-типов (рис. 1), имеющих общий затвор (так называемые схемы на дополняющих МОП-транзисторах, ДМОП-схемы).

В настоящей статье приводятся результаты анализа работы ИС четырехразрядного реверсивного адресного счетчика, разработанного и изготовленного по ДМОП-технологии. Решение задачи

повышения быстродействия ИС на ДМОП-транзисторах возможно лишь при комплексном учете особенностей схемотехнического, топологического и технологического проектирования.

На основе такого комплексного подхода нами были получены наиболее быстродействующие в СССР (среди аналогичных ИС) микросхемы реверсивного счетчика, имеющие рабочую частоту порядка 5 МГц. Размер кристалла ИС составил $\approx 5 \text{ мм}^2$, а число транзисторов превышало 300. При расчете и проектировании микросхемы во главу угла ставились вопросы улучшения и оптимизации динамических параметров транзисторов для обеспечения высокого быстродействия схемы.

На рис. 2 приведена блок-схема той части счетчика, которая определяет его основные динамические характеристики. На приведенном рисунке блоки (ступени инверсии) 1, 3, 7, 9, 11, 13, 14, 15 представляют собой элементы, реализующие логическую функцию НЕ, а блоки 2, 4, 5, 6, 8, 10, 12 - элементы, реализующие логическую функцию ИЛИ-НЕ (двухвходовые схемы совпадения по уровням логического нуля). Каждая из этих последних ступеней инверсии состоит из двух последовательно соединенных р-транзисторов и параллельно соединенных п-транзисторов так, как это показано на рис. 3.

Быстродействие микросхемы реверсивного счетчика оценивалось суммарным временем задержки распространения входного сигнала по соответствующим цепям прохождения сигналов сложения (вычитания), причем каждая из цепей (типа приведенной на рис. 2) рассматривалась как совокупность последовательно соединенных ступеней инверсии, характеризующихся задержкой распространения сигнала при включении $\tau_{\text{зд.р.}i}^{10}$ и выключении $\tau_{\text{зд.р.}i}^{01}$.

где i - номер ступени инверсии.

Времена задержек включения и выключения каждой из ступеней определяются из выражений, полученных в / 3 / для ДМОП-инвертора, в предположении, что на вход ступени подается прямоугольный импульс ступенчатой формы:

$$\tau_{зг.р.i}^{10} = \frac{C}{K_n(U_{и.п.} - U_{оп})} \left\{ \frac{2U_{оп}}{U_{и.п.} - U_{оп}} + \ln \left[\frac{2(U_{и.п.} - U_{оп})}{0.1 U_{и.п.}} \right] \right\}, \quad (1)$$

$$\tau_{зг.р.i}^{01} = \frac{C}{K_p(U_{и.п.} - U_{ор})} \left\{ \frac{2U_{ор}}{U_{и.п.} - U_{ор}} + \ln \left[\frac{2(U_{и.п.} - U_{ор})}{0.1 U_{и.п.}} \right] \right\}, \quad (2)$$

где U и.п. - напряжение источника питания;

$U_{оп}$, $U_{ор}$ - пороговые напряжения соответственно п- и р-транзисторов;

C - эквивалентная емкость ступени;

K_n , K_p - крутизна соответственно п- и р-транзистора.

Величина нагрузочной (узловой) емкости C рассчитывалась при топологическом проектировании в виде суммы:

$$C = C_{вых} + C_{вх},$$

причем

$$C_{вых} = C_{п+r} + C_{р+n}$$

Здесь $C_{п+r}$ и $C_{р+n}$ - выходные емкости областей стока соответственно п- и р-транзисторов, определялись по формуле /2/:

$$C = S \sqrt{\frac{\epsilon_{si} \epsilon_0 q N}{2(\psi_k + U)}},$$

где ψ_k - контактная разность потенциалов р-п-перехода,

U - обратное смещение на нем, N - концентрация в подложке, S - площадь соответствующей диффузионной области, ϵ_{si} -

диэлектрическая проницаемость кремния, а ϵ_0 - вакуума

$$C_{\text{вх}} = C_3 + C_M$$

где $C_{\text{вх}}$ - входная емкость следующего (или следующих) каскада, определяемая, в основном, емкостями затворов МОП-транзисторов

$$C_3 \approx \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{ок}}}{X_0} WL$$

и емкостью соединительной металлизации

$$C_M = \frac{\epsilon_{\text{ок}} \epsilon_0}{X_3} S_M$$

Здесь L - длина канала транзистора;

W - ширина канала;

X_0 - толщина тонкого окисла;

X_3 - толщина маскирующего окисла;

$\epsilon_{\text{ок}}$ - диэлектрическая проницаемость окисла;

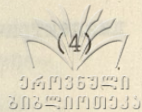
S_M - суммарная площадь соединительных проводников.

Значения величин $K_n = K_n' \frac{W_n}{L_n}$ и $K_p = K_p' \frac{W_p}{L_p}$,

входящих в формулы (1) и (2), определялись для каждого из транзисторов, образующих данную ступень инверсии, причем для значения удельной крутизны K_n' и K_p' были использованы величины $K_n' = 8 \cdot 10^{-6}$ а/в² и $K_p' = 4 \cdot 10^{-6}$ а/в², полученные из измерений тестовых транзисторов. Подставляя в (1) и (2) $U_{\text{и.л.}} = 10,0$ В; $U_{\text{оп}} = U_{\text{ор}} = 2,2$ В, $K_n' = 8 \cdot 10^{-6}$ а/в², $K_p' = 4 \cdot 10^{-6}$ а/в², можно получить для расчета времени задержки следующие выражения:

$$\tau_{\text{з.р.}}^{10} = \frac{25 C_{\text{экв}}}{W/L} [\text{нс}], \quad (3)$$

$$\tau_{39.p.}^{01} = \frac{50 C_{экв}}{W/L} [нс]$$



($C_{экв}$ измеряется в пФ).

Времена $\tau_{39.p.}^{10}$ и $\tau_{39.p.}^{01}$, определяемые выражениями (1) и (2) и полученные для инвертора, могут быть, однако, использованы и для вычисления времен переключений схем ИЛИ-НЕ. В этом случае в выражение (4) должны подставляться не истинные топологические значения ширины каналов р-транзисторов, а их эффективные значения $W_{эфф} = \frac{W_{ист}}{2}$. Это обусловлено тем, что в схемах совпадения р-транзисторы соединены последовательно, что приводит к суммарному увеличению сопротивления каналов этих транзисторов в открытом состоянии в 2 раза. Для расчета времени задержки распространения сигнала в режиме сложения, как отмечалось, использовалась схема, приведенная на рис.2.

В таблицу 1 сведены результаты топологического расчета эквивалентной нагрузочной емкости, отношения W/L и времен задержек $\tau_{39.p.}^{01}$ и $\tau_{39.p.}^{10}$ для каждой из ступеней инверсии (значение длины канала было принято равным $4 \div 5$ мкм).

Проанализируем работу схемы и оценим вначале, исходя из полученных данных, время задержки распространения сигнала в режиме сложения (вычитания).

Выходной сигнал в режиме сложения, как видно из блок-схемы (рис.2), может быть зарегистрирован на выходе ИС при наличии на обоих входах 12^{0й} ступени инверсии уровней логического "0", что реализуется после воздействия на счетный вход 15¹⁰ и 16¹⁰ импульсов. При этом время задержки распространения сигнала по цепочке 1-2-3-...-11 отсчитывается от момента воздей-

Таблица I


 04705940
 010-1110333

| Ступени инвер- сии | $C_{экв}$ пф | $\frac{W_p}{L_{эфф.p}}$ | $\frac{W_n}{L_{эфф.n}}$ | $\tau_{3g.p.}^{01}$ нс | $\tau_{3g.p.}^{10}$ нс |
|--------------------------|-----------------|-------------------------|-------------------------|---------------------------|---------------------------|
| 1 | 2,7 | 20 | 18 | 7 | 4 |
| 2 | 3,2 | 9 | 6 | 18 | 12 |
| 3 | 2,5 | 8 | 6 | 15 | 10 |
| 4 | 3,5 | 10 | 6 | 16 | 13 |
| 5 | 4,6 | 8 | 6 | 27 | 17 |
| 6 | 1,2 | 6 | 5 | 10 | 6 |
| 7 | 2,8 | 18 | 9 | 8 | 8 |
| 8 | 1,2 | 6 | 5 | 10 | 6 |
| 9 | 2,8 | 18 | 9 | 8 | 8 |
| 10 | 1,2 | 6 | 5 | 10 | 6 |
| 11 | 1,5 | 18 | 9 | 4 | 4 |
| 12 | 1,2 | 6 | 5 | 10 | 6 |
| 13 | 1,4 | 17 | 8,5 | 5 | 5 |
| 14 | 2,1 | 27 | 13,5 | 4 | 4 |
| 15 | 20 | 70 | 35 | 14 | 14 |

ствия на вход схемы заднего фронта 15^{10} импульса, поскольку именно его задний фронт обуславливает изменение логического состояния в цепи I-...-II, а время задержки распространения сигнала по цепочке I-16 - от момента воздействия на вход переднего фронта 16^{10} импульса.

Время задержки распространения по первой цепи оказалось равным:

$$\tau'_{39.p.} = \sum_{i=1.3.5...11} \tau_{39.p.i}^{10} + \sum_{i=2.4...10} \tau_{39.p.i}^{01} = 115 \text{ нс},$$

где i - номер ступени инверсии,

по второй:

$$\tau''_{39.p.} = \tau_{39.p.1}^{01} + \tau_{39.p.16}^{10} = 14 \text{ нс}.$$

Рассмотрим два возможных случая:

1) $\tau_1 > \tau_{39.p.}$, где τ_1 - время между окончанием заднего фронта 15^{10} импульса и передним фронтом 16^{10} .

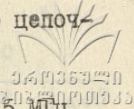
В этом случае время задержки распространения сигнала в режиме сложения (вычитания) определяется временем, необходимым для прохождения входным импульсом цепочки I - 16 плюс время прохождения сигналом цепочки 12-13-14-15, равное 35 нс, что составляет величину 50 нс. Отметим, что цепочка 13-14-15 предназначена для получения необходимого коэффициента усиления входного сигнала и обеспечения достаточной нагрузочной способности ИС.

2) Время $\tau_1 < \tau_{39.p.} - \tau''_{39.p.}$

В этом случае время задержки распространения сигнала в режиме сложения, как в этом нетрудно убедиться, будет равным:

$$\tau_{39.p.} = (\tau'_{39.p.} - \tau_1) + \tau_2, \quad (5)$$

где τ_2 - время задержки распространения сигнала по цепи к 12-15.



Для обеспечения рабочей частоты счетчика, равной 5 МГц, $\tau_{3g.p.}$ должно быть не более 100 нс, что для τ' дает величину, не превышающую 50 нс. При этом, однако, следует иметь в виду, что при $\tau' < \tau_{3g.p.}$ минимальная длительность выходного импульса сигнала "сложение" $\tilde{\tau}$ будет определяться выражением

$$\tilde{\tau} = T(\tau'_{3g.p.} - \tau''_{3g.p.}), \quad (6)$$

где T - период входных импульсов.

Так, для частоты входных импульсов, равной $f_{ex} = 6$ МГц, $\tilde{\tau} = 70$ нс, а для $f_{ex} = 7$ МГц уже $\tilde{\tau} = 45$ нс.

Приведенный выше анализ работы схемы и расчет времен задержек в рамках предложенной модели достаточно хорошо согласуется с результатами измерений.

В таблице 2 приведены результаты измерений времен задержек распространения сигнала в режиме оложения и его длительности, проведенных на двух ИС в зависимости от величины напряжения источника питания и длительности входного импульса, при фиксированной частоте входных импульсов порядка 4.0 МГц и 3,3 МГц. Измеренная максимальная рабочая частота этих ИС лежала в диапазоне $5 \div 5,5$ МГц.

Как видно из таблицы 2, длительность выходного импульса "сложение" вначале растет с увеличением длительности входного импульса, однако, начиная с некоторого момента, соответствующего условию $\tau' < \tau'_{3g.p.} - \tau''_{3g.p.}$, она остается постоянной в соответствии с формулой (6). В полном соответствии с выражением (5) ведет себя величина задержки распространения

Таблица 2



| Վ.ս.և Բ | $\tau_{\text{сх}},$ НС | | $\tau_1,$ НС | | $\tau_{\text{з.р.}},$ НС | | $\tau_2,$ НС | |
|------------|---------------------------|-------|-----------------|-------|-----------------------------|-------|-----------------|-------|
| | I ИС | II ИС | I ИС | II ИС | I ИС | II ИС | I ИС | II ИС |
| 10 | 50 | 60 | 210 | 240 | 60 | 70 | 40 | 40 |
| | 60 | 80 | 200 | 220 | 60 | 70 | 50 | 40 |
| | 80 | 100 | 180 | 200 | 60 | 70 | 70 | 80 |
| | 100 | 120 | 160 | 180 | 60 | 80 | 90 | 90 |
| | 120 | 140 | 140 | 160 | 80 | 90 | 100 | 90 |
| | 140 | 160 | 120 | 140 | 100 | 110 | 110 | 90 |
| | 160 | | 100 | | 110 | | 110 | |
| | 180 | | 80 | | 130 | | 110 | |
| 9 | 50 | 60 | 210 | 240 | 70 | - | 30 | - |
| | 60 | 80 | 200 | 220 | 70 | 80 | 50 | 40 |
| | 80 | 100 | 180 | 200 | 70 | 80 | 80 | 50 |
| | 100 | 120 | 160 | 180 | 70 | 90 | 90 | 60 |
| | 120 | 140 | 140 | 160 | 90 | 110 | 90 | 80 |
| | 140 | 160 | 120 | 140 | 100 | 130 | 100 | 80 |
| | 160 | | 100 | | 130 | | 100 | |
| | 180 | | 80 | | 150 | | 100 | |
| 8 | 50 | 60 | 210 | 240 | 75 | - | 20 | - |
| | 60 | 80 | 200 | 220 | 75 | 100 | 40 | 30 |
| | 80 | 100 | 180 | 200 | 80 | 110 | 60 | 40 |
| | 100 | 120 | 160 | 180 | 100 | 120 | 60 | 50 |
| | 120 | 140 | 140 | 160 | 120 | 140 | 60 | 60 |
| | 140 | 160 | 120 | 140 | 150 | 160 | 60 | 60 |
| | 160 | | 100 | | 160 | | 70 | |
| | 180 | | 80 | | 170 | | 70 | |

сигнала в режиме сложения.

Используя формулы (5) и (6) и данные таблицы 2, легко подсчитать величину $\tau'_{зг.р.} - \tau''_{зг.р.}$ и оценить максимальное быстродействие первой ИС. Так, для напряжения источника питания $U_{н.п.} = 10$ В имеем из (6)

$$\tau'_{зг.р.} - \tau''_{зг.р.} = 150 \text{ нс.}$$

Из таблицы 2 явствует, что для $\tau_1 > 150$ нс $\tau_{зг.р.} = 60$ нс и не зависит от длительности входного импульса, а для $\tau_1 < 150$ нс $\tau_{зг.р.}$ начинает возрастать в соответствии с выражением (5). Выполнение условия $\tau_{зг.р.} \leq 100$ нс (для обеспечения рабочей частоты счетчика, равной 5 МГц) имеет место для данной ИС для $\tau = 120$ нс, а минимальная длительность входного импульса в этом случае может быть выбрана равной $\tau_{вх} = 60$ нс, так что минимальный период входного сигнала для схемы составляет $T \approx 60 \text{ нс} + 120 \text{ нс} = 180 \text{ нс}$, что соответствует максимальной рабочей частоте

$$f = \frac{1}{T} \approx 5.5 \text{ МГц.}$$

Приведенный выше анализ работы схемы показывает, что дальнейшее увеличение быстродействия ИС может быть реализовано лишь при уменьшении времени переключения каждого из инверторов (либо схем совпадения), составляющих данную ИС.

Как видно из (1) и (2), уменьшение времени переключения инвертора возможно при:

1. Уменьшении нагрузочной емкости $C_{экв.}$;
2. Повышении напряжения источника питания;
3. Понижения величины пороговых напряжений п- и р-транзисторов;
4. Увеличении удельной крутизны транзисторов.

Наиболее эффективным способом уменьшения внутрисхемных емкостей является использование ДМОП-КНС (кремний на сапфире) — технологии, которая, обладая почти всеми достоинствами ДМОП ИС на монокристаллическом кремнии, позволяет к тому же практически снизить до нуля емкости р-р-переходов. В случае КНС-технологии стоковые и истоковые области ограничены "вертикальными" р-р-переходами только со стороны канала. Снизу они имеют границей сапфир, а с внешней стороны по отношению к каналу границей является воздушное пространство вокруг островка.

Таким образом, использование КНС-технологии позволяет практически исключить из расчетов выходную емкость $C_{вых}$, составляющую в данной ИС $15 \div 20\%$ от общей узловой емкости. Кроме того, применение КНС-технологии приводит фактически к уменьшению емкости затворов транзисторов в $1,5 + 2$ раза. Эти два обстоятельства могут обеспечить повышение быстродействия схемы на $30 + 40\%$.

Поступила 15. III. 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Интегральные схемы на МДП-приборах, "Мир", Москва, 1975.
2. Проектирование микроэлектронных цифровых устройств. "Советское радио", Москва, 1977.
3. Ю.Илюшенко, Переключательные характеристики микромощных логических схем на основе симметричных МОП-транзисторных структур. Электронная техника. Микроэлектроника, вып.6 (14), 1968.

DEVELOPMENT OF REVERSIBLE ADDRESS COUNTER
MICROCIRCUITS ON CMOS-TRANSISTORS

Summary

Microcircuits of reversible address counter on CMOS-transistors have been developed and fabricated, with operating frequency of MHz at supply voltage 10v.

The chip area is of the order of 5 mm^2 ; the number of transistors exceeds 300.

When working on the layout design special attention was paid to the improvement of the dynamic characteristics of the circuit to provide high speed operation.

Comparison between the calculated data and results of the measurements taken from the circuits produced showed a good agreement within the framework of the model proposed for calculations.

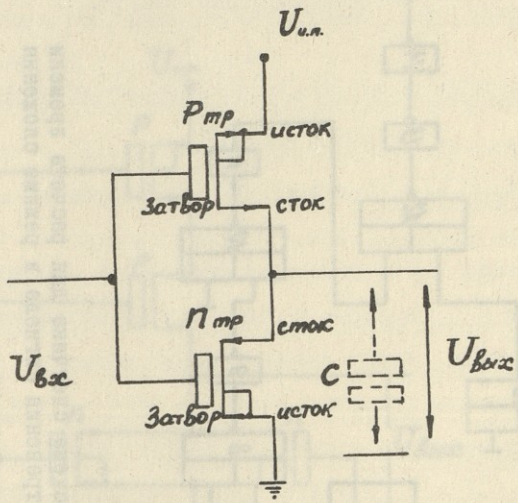


Рис. I. Схема инвертора на ДМОП-транзисторах.

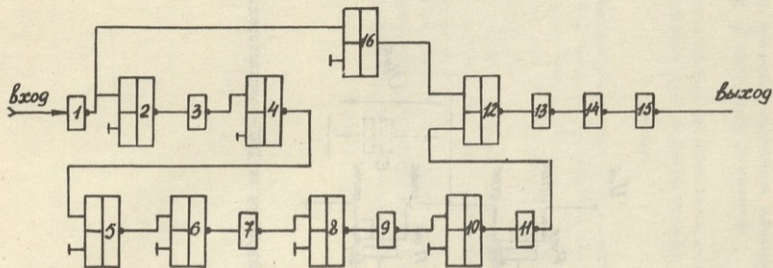


Рис. 2. Блок-схема счетчика для расчета времени задержки распространения сигнала в режиме сложения (вычитания).

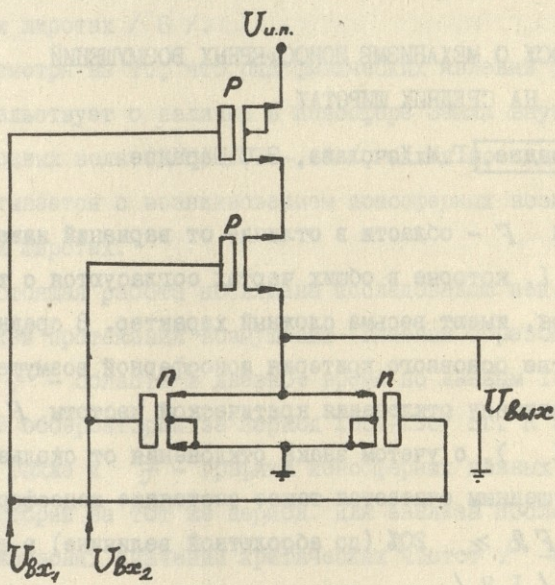


Рис. 3. Схема логического элемента 2^x входное ИЛИ-НЕ на ДМОП-транзисторах.

209, 1979

თბილისის შრომის წითელი გზის ორდენის მქონე საბჭოთავო
უნივერსიტეტის შრომები

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ
НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

Д.К.Квавадзе, Г.М.Хочолава, З.С.Шарадзе

Вариации F - области в отличие от вариаций нижележащих слоев E и F_1 , которые в общих чертах согласуются с теорией простого слоя, имеют весьма сложный характер. В средних широтах в качестве основного критерия ионосферной возмущенности принимают величину отклонения критической частоты F - области ($\Delta f_o F_2$), с учетом знака отклонения от скользящей медианы. Возмущенным считается такое состояние ионосферы, при котором $\Delta f_o F_2 \geq 20\%$ (по абсолютной величине) в течение 2 - 5 часов / 1,2 / .

Основной причиной изменения электронной концентрации в F - области во время геомагнитных бурь считают разогрев ионосферы. Теоретические исследования /3, 4 / показали, что при диссипации низкочастотных магнитогидродинамических волн, возникающих при взаимодействии корпускулярных потоков с магнитосферой, возможен заметный нагрев ионосферы. Наблюдения с помощью спутников подтвердили, что на высотах от 200 до 700 км электронная температура во время возмущений повышается на

600 - 800° / 5 /. Нагрев ионосферы может также происходить в результате внедрения заряженных частиц в верхнюю атмосферу высоких широт и диссипации электрических токов, ответственных за S_2 - вариации геомагнитного поля. Однако эти два явления могут играть существенную роль только в высоких широтах, тогда как нагревание гидромагнитными волнами может происходить на всех широтах / 6 /.

Несмотря на то, что ряд физических явлений убедительно свидетельствует о наличии в ионосфере Земли внутренних гравитационных волн (ВГВ) / 7 - 15 /, вклад последних все еще не учитывается с возникновением ионосферных возмущений на средних широтах.

Настоящая работа посвящена исследованию некоторых закономерностей протекания возмущений (главным образом, положительных) в F - области в дневное время по данным Тбилисской ионосферной обсерватории за период 1964-1967 гг. К анализу привлекались также и f - графики ионосферных данных Ростовской обсерватории за тот же период. Для анализа исследованы таблицы ежечасных значений критических частот F - области, а за нормальный уровень ионизации - медиана, рассчитанная по магнито-спокойным дням для каждой декады месяца в отдельности.

Положительные отклонения (аномально повышенная ионизация) над Тбилиси наблюдается в основном зимой (летом и в равноденствие число их довольно незначительно) и, по всей вероятности, обусловлены волновыми перемещающимися возмущениями (ПВ), отождествляемыми с распространением ВГВ / 9, 16, 17 /.

Начало ПВ сопровождается петлеобразными искажениями ионограммы в диапазоне критических частот F - области ($f_o F_2$) в виде расслоения. Эти искажения чаще всего смещаются к низ-

кочастотному концу ионограммы. На рис. 1 приведены типичные ионограммы, выбранные из непрерывных наблюдений при наличии интенсивных ПВ. С 13 час 45 мин над 0 - компонентой, отраженной от F - области волны на высоте ~ 600 км, в виде расслоений ("серпа") начинает развиваться ПВ. Далее наблюдается перемещение "серпа" вниз и в 14 час 00 мин. преобразуется в слой F^2 . С этого момента на ионограмме наблюдаются следы отражений от слоев F^2 и F^1 с минимальными высотами порядка 360 и 240 км соответственно. Максимальное отклонение ($\Delta f_o F^2 \approx 20\%$) критической частоты F - области ($f_o F^2$) наблюдается через 20 мин. (14 час. 2 мин.) с момента появления ПВ. Амплитуда возмущения при сильных ПВ достигает 30 - 60%. Аномально повышенное значение $f_o F^2$ сохраняется в течение 5-20 минут, после чего начинается уменьшение. Однако довольно часто в момент начала убывания $f_o F^2$ начинается развитие нового ПВ и в результате повышенное $f_o F^2$ может сохраняться в течение 1-4 часов и более.

Следует отметить аналогичную последовательность событий при появлении аномальной ионизации в районе зоны полярных сияний / 18 /.

Квазипериодический характер появления ПВ определяет аналогичный характер повторения положительных возмущений в F - области с периодом 1-4 часа и длительностью 1-5 часов. Такие же квазисинусоидальные колебания $f_o F^2$ наблюдались и в Ростове-на-Дону, однако моменты наступления и прекращения положительных возмущений в суточном ходе $f_o F^2$ в этих пунктах сдвинуты во времени.

На рис. 2 приведены f - графики обсерватории Ростова и

949359210
20220110333

Тбилиси, иллюстрирующие сдвинутые во времени появления возмущений в f_oF^2 , причем длительность положительных возмущений в Тбилиси больше, чем в Ростове-на-Дону.

Для зимнего периода 1964-1965 гг. по f - графикам и ионограммам обсерватории Ростова^X) и Тбилиси было выявлено 67 случаев ясно различных возмущенностей. Моменты этих возмущений над соответствующими пунктами измерялись с точностью до 10 мин. Были определены компоненты скорости перемещения фронта возмущений по направлению Ростов-Тбилиси; значения скорости лежат в пределах 150 + 600 м/сек.

При наличии положительных возмущений в f_oF^2 присутствие волн прослеживается во всей толщине F - области ионосферы. На рис. 3 приведены вариации параметров (часовые значения) f_oF^2 , h_pF^2 (действующая высота при частоте 0,834 x f_oF^2), $h'F^2$ (минимальная действующая высота слоя F^2) и $h'F$ (минимальная действующая высота области F) 4.Уш.64г. В этот день положительное возмущение с $\Delta f_oF^2 \geq 20\%$ наблюдалось в течение 4-х часов (с 09 до 12 час.) с максимальной амплитудой (56%) вблизи полудня. Из рисунка виден квазисинусоидальный характер изменения этих параметров с периодом 2-4 часа, причем f_oF^2 изменяется почти в противофазе с h_pF^2 , $h'F^2$. Аналогичным ионосферным эффектом в F - области характеризуется ПВ /19/.

Рассмотрение изменения распределений электронной концентрации в период появления положительных возмущений на средних

х) Материалы получены в МЦДБЗ и непосредственно в ионосферной обсерватории Ростовского университета.

широтах в различные фазы цикла солнечной активности показало, что увеличение плотности ионизации происходит не только в максимуме F -области, но и во всей толще F -области. Кроме того, происходят резкие изменения высоты максимума слоя и высоты отражения на фиксированных частотах. Однако все изменения ионизации на уровнях, главным образом, не захватывают высот, расположенных ниже 170-150 км.

На рис. 4 представлены изменения электронной концентрации в максимуме слоя F_2 (N_m) и на фиксированных уровнях 8.1.1965 г. на станции Тбилиси. Положительные отклонения электронной концентрации наблюдаются выше 180 км и, кроме того, с высотой периода имеет место увеличение и амплитуды волновых возмущений.

Положительные возмущения в электронной концентрации и максимуме F -области и на различных фиксированных уровнях имеют импульсообразный вид. Одновременно наблюдаются резкие изменения $h_m F_2$. Такой пример для Ростова-на-Дону (за 14.IV. 1967 г.) представлен на рис. 5. Сопоставление моментов появления "импульса" над Ростовом и Тбилиси показало временной сдвиг

0.5 - 1.0 часа, что дает скорость распространения возмущения порядка 220 - 450 м/сек. Кроме того, при этом наблюдается расширение "импульса", указывающее на связь с ВГВ / 16 / . Действительно наличие ВГВ в ионосфере над Тбилиси 14.3.67 г. очень четко прослеживается в изменениях действующих высот на фиксированных частотах над Тбилиси (рис.6).

Таким образом, на основе проведенного исследования можно сделать вывод о том, что над Ростовом и Тбилиси в дневное время положительные возмущения наблюдаются при наличии в ионосфере

длиннопериодических ($T \approx 1 - 3$ часа) ВГВ. Исходя из этого, нам представлялось интересным исследовать в глобальном масштабе реакцию (отклик) ионосферного F^2 слоя на прохождение ВГВ.

Известно, что влияние ВГВ на ионосферную плазму происходит за счет изменения фотохимических и динамических параметров плазмы. Свойства ВГВ, главным образом, определяются нейтральной компонентой атмосферы. Движение молекул, обусловленное распространением ВГВ в ионосфере, через соударения передается электронам и ионам. Следствием этого является возникновение неоднородностей электронной концентрации / 9,16,17, 19-24 /. В области F^2 , где времена жизни ионов велики по сравнению с периодами волн, кроме того $\nu_{e,n}$ и $\nu_{i,n}$ (частоты столкновения электронов и ионов с нейтральными частицами соответственно) гораздо меньше, чем $\omega_{e,i}$ (гирочастота электронов и ионов), возмущение в электронной концентрации, главным образом, возникает за счет движения ионов вдоль силовой линии геомагнитного поля / 20-24 /. Ситуация усложняется на более низких высотах F^1 - области, где время жизни ионов сравнимо или даже меньше, чем периоды волн, и где дополнительные эффекты, связанные с изменением фотохимических процессов за счет волн, играют существенную роль в возникновении возмущения в электронной концентрации. Изменения геометрических параметров F^1 - области ($h_m F^1$ и $Y_m F^1$) также указывают на то, что ВГВ влияют на характер ветровых движений в F^1 области / 25 /.

Изменения в ионизованной компоненте при прохождении гравитационной волны (реакция ионосферы на ВГВ) обсуждались в ряде работ / 19-24 /.

Попытка количественной оценки величины изменения электронной концентрации в F' - области при прохождении сделана в / 20 - 24 / . Согласно этим работам, амплитуда возмущения в электронной плотности выражается формулой:

$$A = \frac{N_e'}{N_{e0}} = \left(\frac{\vec{u} \vec{I}_E}{\omega} \right) \left\{ (\vec{K} \vec{I}_E) + i (\vec{I}_E \vec{I}_z) \left[\frac{1}{2H} + \frac{d}{dz} (\ln N_{e0}) \right] \right\}, \quad (1)$$

где N_{e0} - невозмущенное значение электронной концентрации,
 N_e' - отклонение от равновесных значений,
 \vec{I}_E - единичный вектор вдоль силовой линии геомагнитного поля,
 \vec{I}_z - единичный вертикальный вектор, направленный вверх,
 \vec{u} - скорость нейтральных частиц в волне,
 \vec{K} - волновой вектор,
 $i^2 = -1$; H - высота однородной нейтральной атмосферы,

ω - угловая частота гравитационной волны.

Вблизи максимума слоя F' 2 член $\frac{d}{dz} (\ln N_{e0})$ стремится к нулю, а членом $1/2H$ можно пренебречь, так как для гравитационных волн, распространяющихся в ионосфере, выполняется условие $4K_z^2 \gg 1/H^2 \gg 1/20,2H$ / (K_z - вертикальная компонента K). Таким образом, получаем:

$$A = \frac{1}{\omega} (\vec{K} \vec{I}_E) (\vec{u} \vec{I}_E). \quad (2)$$

Из (2) видно, что амплитуда возмущения определяется компонентами волнового вектора и скорости нейтральной частицы в волне вдоль силовой линии геомагнитного поля.

Для поперечных, распространяющихся в меридиональной плоскости ВГВ, амплитуда возмущения в электронной концентрации определяется выражением / 21 /.

$$A = \left(\frac{U \tau_g}{\lambda} \right) \left(\frac{\tau}{\tau_g} \right) \sin \left\{ 2 \sin^{-1} \left(\frac{\tau}{\tau_g} \right) - 2\mathcal{Y} \right\}, \quad (3)$$

где: \mathcal{Y} - магнитное наклонение, τ_g - период Бранта (для изотермической атмосферы $\tau_g \approx 15$ мин.), τ - период ВГВ. Получается, что реакция ионосферы на прохождение ВГВ зависит от магнитного наклонения \mathcal{Y} (принимая, что $U/\lambda = \text{const}$). На рис. 7 приведена реакция слоя F₂ в зависимости от \mathcal{Y} для ВГВ с периодами $15 \leq T \leq 180$ мин. (с интервалом 10 мин.) Наблюдается селекция волн, т.е. ВГВ, которые вызывают значительные изменения электронной концентрации на умеренных широтах, становятся малозаметными в экваториальной области.

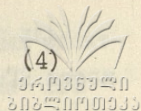
С помощью выражения (3) произведен расчет реакции слоя 2 на ВГВ в зависимости от периода для фиксированных \mathcal{Y} ($10^\circ \leq \mathcal{Y} \leq 90^\circ$) (с интервалом 10°) рис.8. Из этого рисунка видно, что минимальное возмущение для $10^\circ \leq \mathcal{Y} \leq 40^\circ$ соответствует ГВ с периодами 40 и 60-80 мин., а для $50^\circ \leq \mathcal{Y} \leq 80^\circ$ слабые возмущения наблюдаются в интервале 80-120 мин. С увеличением магнитного наклонения ($\mathcal{Y} \geq 50^\circ$) наблюдается тенденция увеличения амплитуды возмущения как в "короткопериодном" (30 - 80 мин.) диапазоне, так и в диапазоне больших периодов (120 - 160 мин.).

Как указано в / 24 / , ВГВ распространяются не строго вдоль меридиана, а с определенным углом α , от которого также зависит амплитуда возмущения.

Для такого случая:

$$A = \frac{u\tau}{\lambda} \left\{ \cos \gamma \cdot \cos \alpha \cdot \cos \left(\sin^{-1} \frac{\tau}{\tau_g} \right) - \frac{\tau_g}{\tau} \sin \gamma \right\}$$

$$\left\{ \left(\frac{\tau_g}{\tau} \cos \gamma \cdot \cos \alpha + \sin \gamma \cos \left(\sin^{-1} \frac{\tau_g}{\tau} \right) \right) \right\}.$$



Используя выражение (4), мы рассчитали ионосферную реакцию для волн с различными азимутами α , с интервалом 10° (рис. 9). Максимальные отклонения в электронной плотности в слое F^2 вызываются ВГВ с периодами 90–110 мин. при меридиональном распространении. Отклик становится меньше для азимута $50\text{--}100^\circ$, что указывает на то, что волны, распространяющиеся в восточно-западном секторе (направлении), вызывают незначительные возмущения в электронной плотности.

Результаты расчета реакции ионосферы на ВГВ позволяют сделать некоторые сопоставления со свойствами положительных возмущений, наблюдаемых на эксперименте. Во-первых, положительные возмущения, в основном, наблюдаются зимой, когда ВГВ преимущественно распространяются в меридиональной плоскости (со скоростями 150–300 м/сек) в сторону экватора / 7 – 17,27 / и вызывают наибольшие отклонения в электронной плотности слоя F^2 . Этим можно объяснить и тот экспериментальный факт, что агент положительных возмущений имеет четко выраженную северную компоненту скорости / 2 /. Во-вторых, наблюдается квазипериодический (с периодом 1–3 часа) характер появления положительных возмущений в f_oF^2 .

Ряд других эффектов в области F^2 при наличии положительных возмущений также говорит в пользу связи возмущений с ВГВ, а именно: I) квазипериодический характер изменения высоты отражения от ионосферы на фиксированных частотах и вы-

соты максимума ионизации, 2) тенденция увеличения длительности положительных возмущений с уменьшением широты.

Интересен и тот экспериментальный факт, что изменчивость типов возмущенности в F -области и формы S_q - вариации в области E связана друг с другом / 2 /. Вероятность появления и амплитуда волнообразных возмущений в области F также зависят от положения центра S_q - токовой системы / 28 /. Здесь можно предположить, что смещение токовой системы влияет на условия проникновения в F -области ВГВ, генерируемых в нижней атмосфере, и тем самым определяет возмущенность ионосферной F -области.

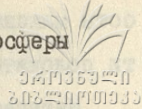
В заключение укажем на возможность использования аномальной ионизации в коротковолновой радиосвязи. При краткосрочном прогнозе условий состояния ионосферы в зимний период, возможно, надо учитывать аномальную ионизацию. Как было показано, при появлении аномальной (дополнительной) ионизации изменения в ионосфере происходят в основном на высотах, превышающих 150 км. Наличие аномальной ионизации на средних широтах позволяет применять более высокие МПЧ и увеличивать диапазон применяемых рабочих частот, что даст возможность свободней маневрировать в выборе частот на радиотрассах.

Поступила 26. III. 1979.

Кафедра радиофизики ТГУ
Институт геофизики АН СССР

ЛИТЕРАТУРА

- Г. В. Г. Дубровский, С. А. Крамаренко, Геомагнетизм и аэрономия, 1962, т. 2, 737.

- 
2. Г.М.Хочолава, Морфология и динамика верхней ионосферы средних широт. "Мецниереба". Тбилиси, 1975.
 3. А.И.Ершкович, Изв. АН СССР, серия геофиз., 1963, т.14, 487.
 4. A. L. Dessler, Space Res., 1965, 5, 119.
 5. I. V. Evans, J. Geophys. Res., 1965, 70, 2726.
 6. Р.А.Зевакина. Сб. "Ионосферные возмущения и их влияние на радиосвязь". "Наука", М., 1971, 3.
 7. G. H. Munro, Proc. Roy. Soc., A, 1950, 202, 208.
 8. R. E. Price, Nature, 1953, 172, 115.
 9. C. O. Hines, Can. J. Phys., 1960, 38, 1441.
 10. L. H. Heisler, J. Atmosph. Terr. Phys., 1963, 25, 71.
 11. J. E. Titheridge, J. Atmosph. Terr. Phys., 1968, 30, 73.
 12. G. G. Rowman, J. Atmosph. Terr. Phys., 1968, 30, 734.
 13. Э.Е.Митякова. Изв. высш. учебн. зав., Радиофизика, 1968, т. II, 770.
 14. В.И.Дробжев, Г.М.Куделин, В.И.Нургожин, Г.М.Пелениция, М.П.Рудина, Б.В.Троицкий, А.Ф.Яковец, Волновые возмущения в ионосфере, "Наука", Каз.ССР. Алма-Ата, 1975.
 15. З.С.Шарадзе. Изв. высш. учебн. зав., Радиофизика, 1970, 12, 1001.
 16. S. H. Francis, J. Atmosph. Terr. Phys., 1975, 37, 1011.
 17. Б.Н.Гершман, Г.И.Григорьев, Изв. высш. учебн. зав., Радиофизика, 1968, II, 5.
 18. Е.Е.Гончарова, Л.А.Юдович, Сб. "Ионосферные возмущения и их влияние на радиосвязь" "Наука", М., 1971, 37.
 19. З.С.Шарадзе. Сб. "Ионосферные исследования", 1976, 24, 73.
 20. W. H. Cooke, J. Geophys. Res., 1970, 75, 5535.



21. W.H.Hooke, J.Geophys. Res., 1970, 75, 7229.
22. D.L.Sterling, W.H.Hooke, R.C.Cohen, J.Geophys. Res., 1971, 76, 3777.
23. O.P.Nagpal, Anurag B.Gupta, C.S.K.Setty, Ann.Geophys., 1973, 29, 293.
24. Anurag B.Gupta, O.P.Nagpal, Ann. Geophys., 1973, 29, 307.
25. Anurag B.Gupta, O.P.Nagpal, Indian J.Radio Space Phys., 1974, 3, 312.
26. Т.А.Ануфриева, Б.С.Шапиро, Геомagnetизм и аэрономия, 1973, т.13, 829.
27. Г.М.Арошидзе, В.А.Загуляева, Д.К.Квавадзе, Ю.В.Кушнеревский, З.Л.Лиадзе, Ю.П.Сизов, З.С.Шарадзе, Сб. "Ветры, дрейфы и неоднородности в ионосфере", М., 1971, 166.
28. Д.К.Квавадзе, Дж.С.Чиковани, З.С.Шарадзе, Геомagnetные исследования, М., "Наука", 1969, № 10, 31.

რ.ყვარაძე, გ.ხაჭილაძე, ბ.შარაძე

საბჭოთა და დასავლეთი კავშირების ინტენსივობის
 დასაზღვრავად

რეზიუმე

შინაგანაშენი ინტენსივობის საბჭოთა და დასავლეთი კავშირების F_2 -ს
 რეზიუმეში დასაზღვრავად ანტიკორელაციის ინტენსივობის ინტენსივობის კვლევის
 შედეგები. განიხილეს ინტენსივობის დასაზღვრავად ინტენსივობის, რეზიუმეში ინტენსივობის
 კონსტანტის დასაზღვრავად ინტენსივობის დასაზღვრავად ინტენსივობის დასაზღვრავად
 ინტენსივობის დასაზღვრავად ინტენსივობის დასაზღვრავად ინტენსივობის დასაზღვრავად



The paper deals with the results of an investigation of anomalously increased ionization in the ionosphere's F-region at middle latitudes. The obtained data point to the connection of positive disturbances with internal gravity waves (IGW) in the ionosphere.

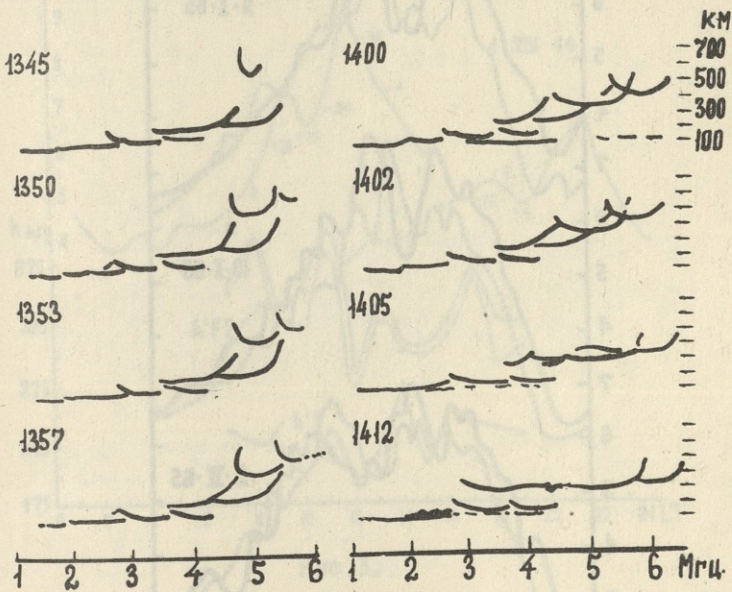


Рис. I.

Высотно-частотные характеристики ионосферы при наличии интенсивных ПВ (28.I, 1966)

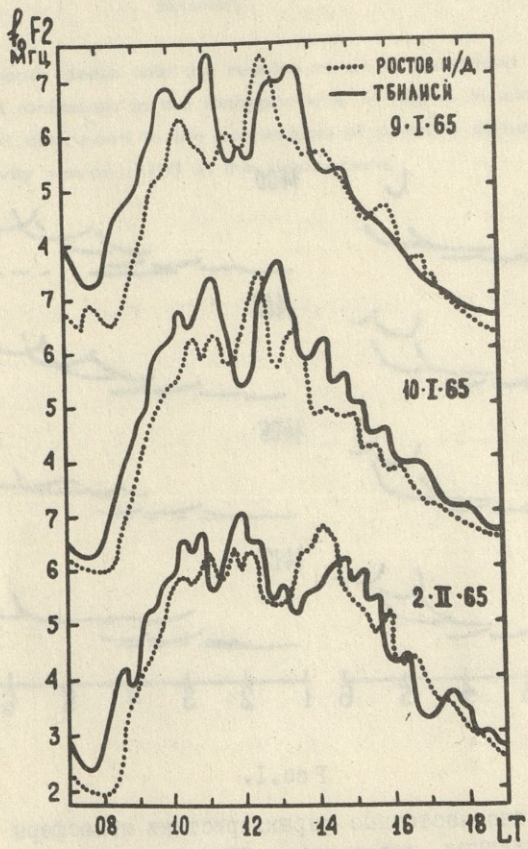


Рис. 2

Сдвинутые во времени положительные возмущения над Ростовом на-Дону и Тбилиси

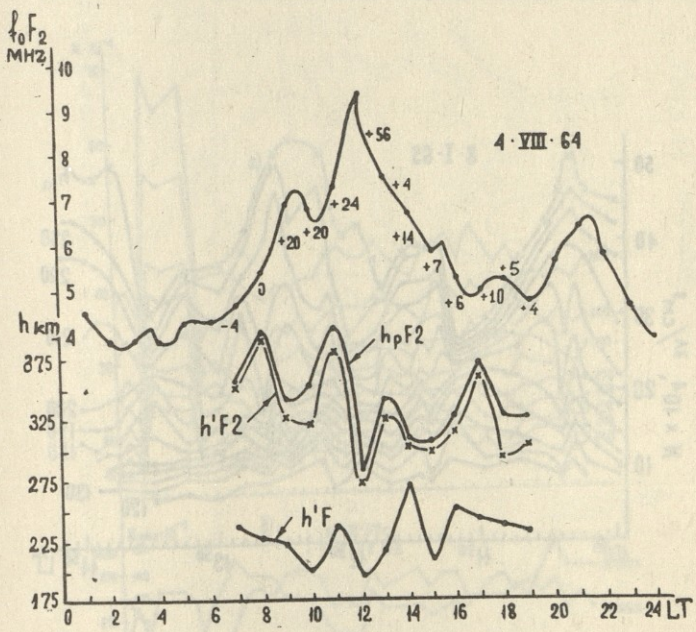


Рис. 3.

Вариации параметров области F над Тбилиси при наличии
 поло жительных возмущений (4.Уш.1964)

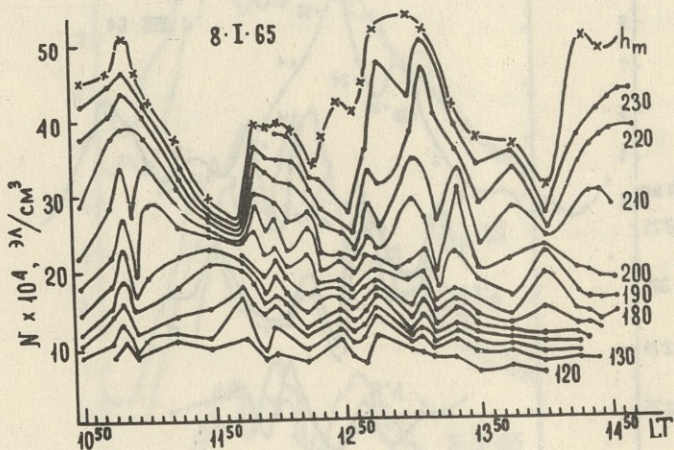


Рис. 4.

Квазипериодический характер изменения электронной концентрации на фиксированных высотах при наличии положительных возмущений (8.I.1965)

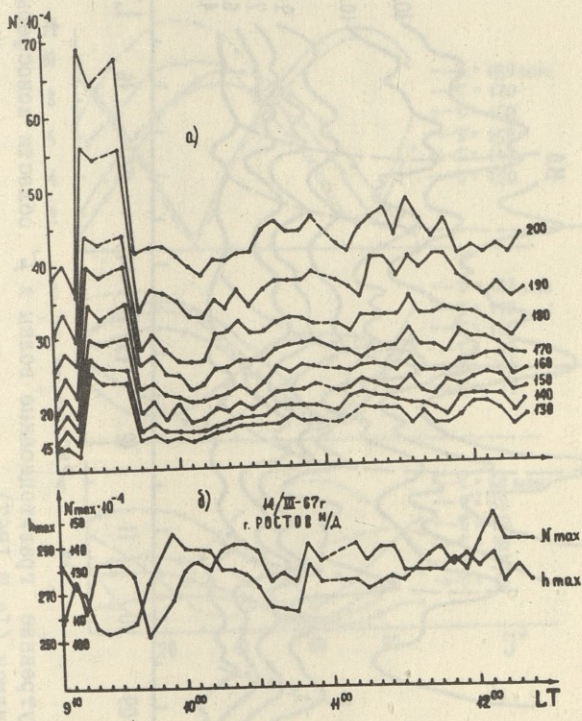


Рис. 5.

Импульсообразный характер развития положительных возмущений над Ростовом-на-Дону (14. III. 1967)

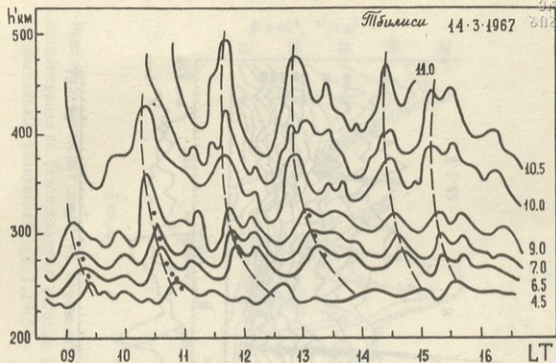


Рис. 6.

Внутренние гравитационные волны в F_2 области ионосферы над Тбилиси (14.Ш.1967)

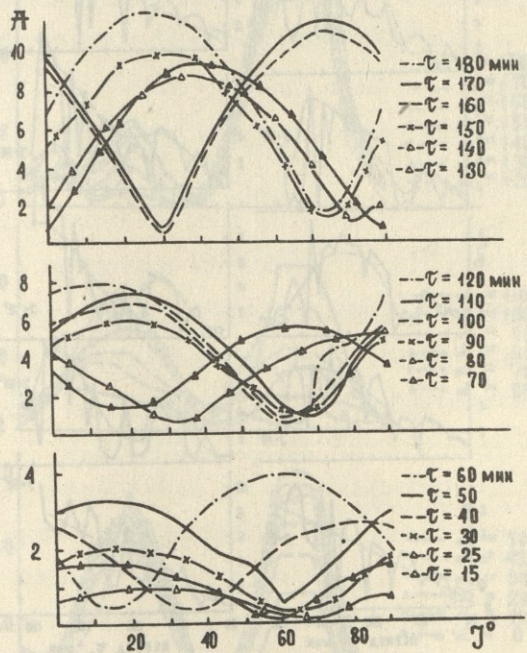


Рис.7.

Реакция слоя F2 ионосферы на прохождение ВГВ в зависимости от магнитного наклонения

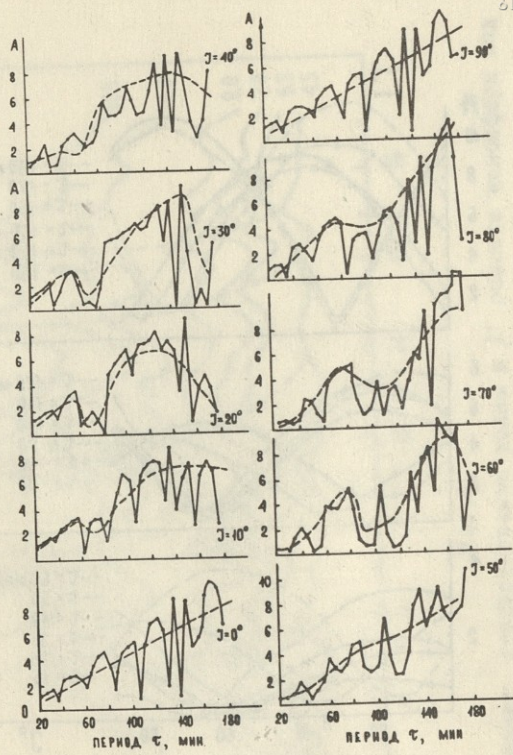


Рис. 8.

Реакция слоя F2 ионосферы на ВГВ в зависимости от периода волн.

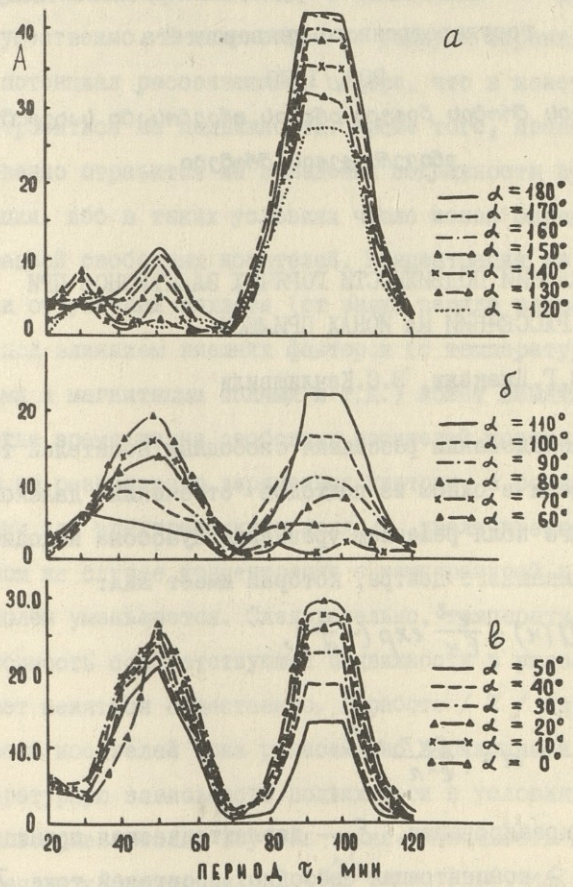


Рис. 9.

Амплитуде ВГВ в слое F2 ионосферы в зависимости от направления распространения волн,

209, 1979

თბილისის შრომის ნიჭიერი გრომის ორგანიზაციის სახელობის
უნივერსიტეტის შრომები

О ВЫЧИСЛЕНИИ ПОДВИЖНОСТИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ
РАССЕЯНИИ НА ИОНАХ ПРИМЕСИ

В.Г.Джакели, З.С.Качлишвили

При исследовании рассеяния свободных носителей тока на ионах примеси в одном из подходов "отсечения" далекой части кулоновского поля решением уравнения Пуассона находится потенциал рассеивающего центра, который имеет вид:

$$U(x) = \frac{e^2}{\epsilon x} \exp\left(-\frac{x}{d}\right), \quad (1)$$

где

$$d = \left(\frac{\epsilon k T}{e^2 n}\right)^{1/2} \quad (2)$$

- радиус экранирования, ϵ - диэлектрическая проницаемость среды, n - концентрация свободных носителей тока, T - температура решетки. С помощью потенциала (1) в работах Дингля и Брукса / 1 / вычислена соответствующая подвижность

$$\mu_0 = \frac{64\pi^2 \epsilon^2 (2kT)^{3/2}}{N_I e^2 (m_e^*)^{1/2}} \left[\ell n \frac{24 m_e^* k T d^2}{\hbar^2} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где N_I - число ионизированных примесей, m_e^* - эффективная масса носителей тока, остальные обозначения - общепринятые

В определенных условиях d с изменением n может изменяться существенно. С изменением же радиуса экранирования изменяется потенциал рассеивающего центра, что в конечном счете должно отразиться на подвижности. Кроме того, изменение n непосредственно отразится на поведении подвижности при слабой компенсации, ибо в таких условиях число ионов определяется концентрацией свободных носителей. Концентрация же n в зависимости от условий захвата (от знака заряда захватывающего центра) под влиянием внешних факторов (с температурой, с электрическими и магнитными полями и т.д.) может меняться по-разному. Когда время жизни свободных носителей контролируется их захватом на разноименно заряженных центрах, с ростом температуры решетки или электрического поля n увеличивается. В противоположном же случае концентрация с температурой и с электрическим полем уменьшается. Следовательно, температурная и полевая зависимость соответствующей подвижности в указанных условиях может меняться существенно. В работе / 2 / изучено влияние захвата носителей тока разноименно заряженными центрами на температурную зависимость подвижности в условиях термодинамического равновесия; изучена также зависимость подвижности от степени компенсации $C = \frac{N_A}{N_D}$ (N_A, N_D - концентрация акцепторов и доноров соответственно).

В настоящей работе исследуется влияние захвата носителей разноименно и одноименно заряженными центрами на полевую зависимость подвижности. Вычисления проводятся в приближении электронной температуры T_e .

1) Захват на разноименно заряженные центры.

Рассмотрим полупроводник n -типа в сильном электрическом

поле, когда можно, с одной стороны, пренебречь тепловой ионизацией по сравнению с ударной, а, с другой, *Auger* процессом — по сравнению с тепловой рекомбинацией.

Тогда из условия стационарности для неравновесной концентрации получаем:

$$n = (N_D - N_A) f, \quad (4)$$

$$f = \frac{1 - c(1 + K_e)}{(1 - c)(1 + K_e)},$$

где

$$K_e = \frac{B_{Te}}{A_{Te}} = \frac{2^9 \sigma_1}{3 \sigma_I^2 \gamma^3 \sigma_0} \frac{\exp\left(\frac{I}{kT\vartheta}\right)}{\vartheta(\vartheta + \frac{I}{kT})},$$

I — энергия ионизации доноров, B_{Te} , A_{Te} — коэффициенты теплового захвата и ударной ионизации соответственно, T_e — электронная температура, $\vartheta = \frac{T_e}{T}$, A_{Te} вычисляется в приближении постоянного сечения ионизации. Как показано в / 3 /, такое приближение незначительно изменяет результат, тогда как существенно упрощает вычисления. Коэффициент B_{Te} вычисляется по схеме работы / 3 / с использованием каскадной теории Лэкса / 4 / с учетом поправки, сделанной в / 5 /. σ_0 играет роль энергии связи, $\gamma = \frac{2kT}{m_e^* S^2}$, S — скорость звука.

Концентрация ионизированных примесей $N_I = 2N_A + n$.

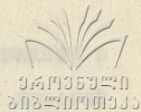
С учетом вышесказанного для подвижности имеем:

$$\mu_I = \mu_0 \Phi(T, T_e, c), \quad (5)$$

где

$$\Phi(T, T_e, c) = \vartheta^{3/2} \frac{(1+c)(1+K_e)}{1+c(1+K_e)} \frac{\ln \frac{\vartheta T^2}{N_D(1-c)}}{\ln \frac{\vartheta T^2}{N_D(1-c)} + \ln \frac{\vartheta^2}{f}}, \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{24 m_e^* K^2 \epsilon}{e^2 \hbar^2}.$$



При увеличении T_e K_e уменьшается и $f \rightarrow 1$, n насыщается и Φ переходит в обычный закон $\varrho^{3/2}$.

Численные оценки были проведены для $n - 6e$ при $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 4^\circ \text{К}$, $I = 10^{-2} \text{ эВ}$, $\epsilon_1 = 2.13 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_1^i = 1.05 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} / 3 /$, $m_e^* = 0,2 m_e$, $S = 5.4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$. Построены графики зависимости Φ от ϱ для разных значений степени компенсации (рис.1). Для сравнения на этом же рисунке приводится подвижность, соответствующая закону три вторых. Как видно из этого рисунка, при малых значениях компенсации ($C < 0,05$) подвижность имеет минимум.

Спад подвижности вызван тем, что при малых значениях ϱ существенно сказывается увеличение n на величину N_I , а из-за слабого разогрева множитель $\varrho^{3/2}$ не в состоянии скомпенсировать уменьшение подвижности за счет увеличения N_I . При $\varrho > 30$ подвижность начинает расти с T_e по закону $\varrho^{1,3}$ монотонно. Для $C > 0,05$ относительное увеличение N_I мало и подвижность растет. Следовательно, для таких компенсаций убывающая часть функции Φ настолько медленно меняется, что она не может скомпенсировать ее увеличение, вызванное уменьшением d и ростом $\varrho^{3/2}$.

Построены также графики зависимости функции Φ от степени компенсации для разных ϱ (рис.2). При увеличении степени компенсации подвижность падает, ибо с увеличением C увеличивается N_I и радиус экранирования. Однако с ростом ϱ уменьшается наклон этих кривых. Следовательно, влияние компенсации

с увеличением температуры становится малоэффективным, что физически вполне понятно. Чтобы найти зависимость μ_1 от напряженности электрического поля E , составляется уравнение баланса энергии: мощность, приобретаемая электронами в поле (при этом используется для подвижности выражение (5)), приравнивается мощности, переданной ими акустическим фононам. Результаты вычисления в виде графиков приведены на рис. 3, 4. Зависимость $\frac{\mu_1}{\mu_0}$ от E для маленьких компенсаций ($C \leq 0.01$) приблизительно можно описать функцией $\frac{\mu_1}{\mu_0} = 150 + 7,5 (E - 6,5)^2$, где E измеряется в в/см. Максимальная ошибка, даваемая этой функцией, составляет 5%.

2) Захват на одноименно заряженные центры.

Пусть в полупроводнике имеются однократно отрицательно заряженные глубокие центры и мелкие, полностью ионизированные донорные примеси. С увеличением T_e увеличивается энергия свободных носителей тока, вместе с ним — вероятность проникновения внутри барьера, вследствие чего уменьшается концентрация горячих электронов, что должно отразиться на соответствующей подвижности.

Чтобы найти зависимость концентрации от T_e , надо решить уравнение рекомбинационной кинетики / 6 /

$$\Delta n^2 + [\Delta(N - N_D) + N_i] n - N_i N_D = 0, \quad (7)$$

где $\Delta = \frac{C(E)}{C(0)}$ — отношение коэффициентов захвата в поле и в условиях равновесия / 7 /.

$$\Delta = \exp \left\{ \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{3}} - \left(\frac{T_0}{T_e} \right)^{\frac{1}{3}} \right\}, \quad T_0 = 3,24 \cdot 10^4, \quad (8)$$

N - общая концентрация отрицательно заряженных центров,
 N_1 - постоянная равновесия, $N_1 = \frac{N - N_0}{N_0} n_0$, N_0

n_0 - концентрации отрицательно заряженных центров после захвата и свободных носителей тока в условиях термодинамического равновесия ($n_0 = N_0$).

Решение уравнения (7) в разных областях T_e при условии $N_0 < N < 2N_0$ будет иметь следующий вид:

а) в области температур:

$$\left\{ \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{3}} - \ln \frac{N_1}{N_0} \right\}^{-3} < \frac{T_e}{T_0} < \left\{ \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{3}} - 2 \ln \left[(1 + \sqrt{2 - \frac{N}{N_0}}) \frac{N_1 N_0}{N - N_0} \right] \right\}^{-3} \quad (9)$$

$$n = (N_0 \cdot N_1)^{1/2} \cdot \Delta^{-1/2}, \quad (10)$$

б) для температур

$$\frac{T_e}{T_0} > \left\{ \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{3}} - 2 \ln \left[(1 + \sqrt{2 - \frac{N}{N_0}}) \frac{N_1 N_0}{N - N_0} \right] \right\} \quad (11)$$

имеем / 5 /

$$n = \frac{N_1 \cdot N_0}{N - N_0} \cdot \Delta^{-1}, \quad (12)$$

в) при

$$\frac{T_e}{T_0} < \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{3}} - 2 \ln \left[(1 - \sqrt{2 + \frac{N}{N_0}}) \frac{N_1 N_0}{N - N_0} \right] \right\}, \quad (13)$$

$$n = N_0, \quad (14)$$

ибо энергия электронов мала и концентрация не меняется.

Для концентрации ионизированных примесей (вернее зарядов)

получим

$$N_I = N_0 + (N - \Delta n) + 2\Delta n = 2N_A + N - n,$$

где $\Delta n = n_0 - n \equiv \mathcal{N}^-$ — концентрация двухкратно отрицательно заряженных центров после захвата. Представляя подвижность в виде (5), для функции Φ в вышерассмотренных областях температур получим:

а) при условии (9):

$$\Phi = \mathcal{D}^{3/2} \frac{N_D + N}{2N_D + N - (N_D \cdot N_A)^{1/2} \cdot \Delta^{-1/2}} \cdot \frac{\ln \frac{\mathcal{D} T^2}{N_D}}{\ln \frac{\mathcal{D} T^2}{N_D} + \ln \mathcal{D}^2 \left(\frac{N_D}{N_A} \right)^{1/2} \cdot \Delta^{1/2}}, \quad (15)$$

б) для температур (11):

$$\Phi = \mathcal{D}^{3/2} \frac{N_D + N}{2N_D + N - \frac{N_A \cdot N_D}{N - N_D} \cdot \Delta^{-1}} \cdot \frac{\ln \frac{\mathcal{D} T^2}{N_D}}{\ln \frac{\mathcal{D} T^2}{N_D} + \ln \left[\mathcal{D}^2 \cdot \frac{N - N_D}{N_A} \cdot \Delta \right]}, \quad (16)$$

в) в области (13):

$$\Phi = \mathcal{D}^{3/2}. \quad (17)$$

Следовательно, в случае в) концентрационная зависимость подвижности не возникает, она меняется с T_e по обычному закону три вторых.

Конкретные вычисления проводятся для $n - Ge$ при $T = 300^\circ K$, $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{Cu} = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_A = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

С помощью соотношений (15), (16) и (17) построена зависимость функции Φ от \mathcal{D} (рис.5). При малых значениях \mathcal{D} Φ меняется по закону три вторых. Отклонение от этого закона наблюдается для $\mathcal{D} > 5$, ибо при таких энергиях электронов начинается интенсивный захват отрицательно заряженными ионами меди, вследствие чего увеличивается радиус экранирования и вместе с ним N_T ; это в конечном счете приводит к уменьшению закона 3/2. Зависимость Φ от \mathcal{D} приблизительно можно



описать функцией $\Phi \sim g^2$.

Следовательно, отклонение зависимости подвижности от закона g^2 , вызванное изменением концентрации свободных носителей, можно наблюдать: а) в области слабого разогрева (и при слабой компенсации), если время жизни носителей контролируется разноименно заряженными центрами, и б) в области сильного разогрева, если оно контролируется одноименно заряженными центрами захвата.

Поступила 2.IV.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Пингел, Phil. Mag., 46, 1955, 831; H. Brooks, Adv. in Electronics and Electron Phys., New York, 7, 1955, 85.
2. В.Г. Джакели, З.С. Качлишвили, Сообщения АН ГССР, № 2, 1977, 337-340.
3. З.С. Качлишвили, ФТП, 2, 580 (1968), Phys. State. Sol. (b), 48, 65 (1971)
4. M. Lax, Phys. Rev., 119, 1502 (1960).
5. В.Н. Абакумов, И.Н. Ясиевич, ЖЭТФ, 71, 657, 1976.
6. В.Л. Бонч-Бруевич, Н.Л. Звягин, А.Г. Миронов, Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках, "Наука", М., 1972.
7. В.Л. Бонч-Бруевич. Сб. "Физика твердого тела", т. II, 1959, стр. 182.



ენისკვლევის ინსტიტუტის გამომცემლობის სერია

ელექტრონიკის ფიზიკის სერია

რეზიუმე

განმარტებულია დიფერენციალური განტოლებების
ენისკვლევის ინსტიტუტის გამომცემლობის სერიაში
დასაბუთებულია. განმარტებულია ფიზიკის ინსტიტუტის
სერიაში. ნიშნულია, რომელიც ეხება განმარტების
სივრცის ხარისხობრივ განმარტებას და ფიზიკის
სივრცის ხარისხობრივ განმარტებას ინსტიტუტის
სერიაში. დიფერენციალური განტოლებების
სერიაში. ნიშნულია, რომელიც ეხება განმარტების
სივრცის ხარისხობრივ განმარტებას და ფიზიკის
სივრცის ხარისხობრივ განმარტებას ინსტიტუტის
სერიაში.

V. Jakeli, Z. Kachlishvili

ON THE ESTIMATION OF HOT ELECTRON MOBILITY
DUE TO IMPURITY ION SCATTERING

Summary

The mobility field dependence, caused by carrier scattering
on the impurity ions, is studied in the strong electric field. The es-
timation is carried out for the electron temperature approximation,
when the carrier lifetime is controlled by their capture on the op-
posite-charged impurity ions the mobility increases with the field,
passing the minimum of certain compensation values. The mobility
field dependence is also estimated for the case when the carrier
lifetime is controlled by their capture on like-charged impurity ions.

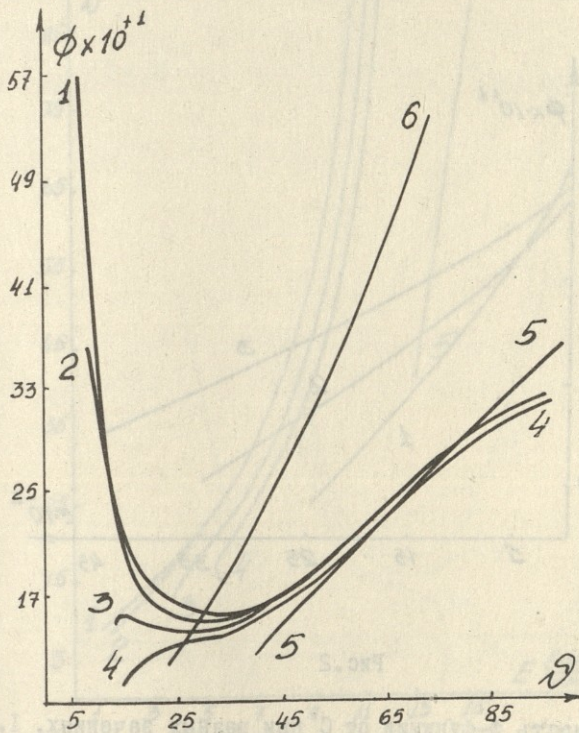


Рис. I

Зависимость Φ -функции от ν при разных значениях.
 1. $C=0.005$, 2. $C=0.01$, 3. $C=0.05$, 4. $C=0,1$, 5. $C=0.5$
 6. График описывает закон три вторых.

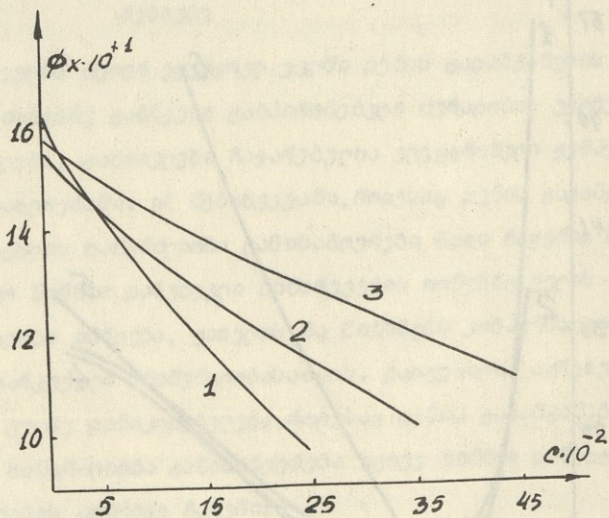


Рис.2

Зависимость Φ -функции от C при разных значениях. 1. $\nu = 25$,
 2. $\nu = 30$, 3. $\nu = 35$

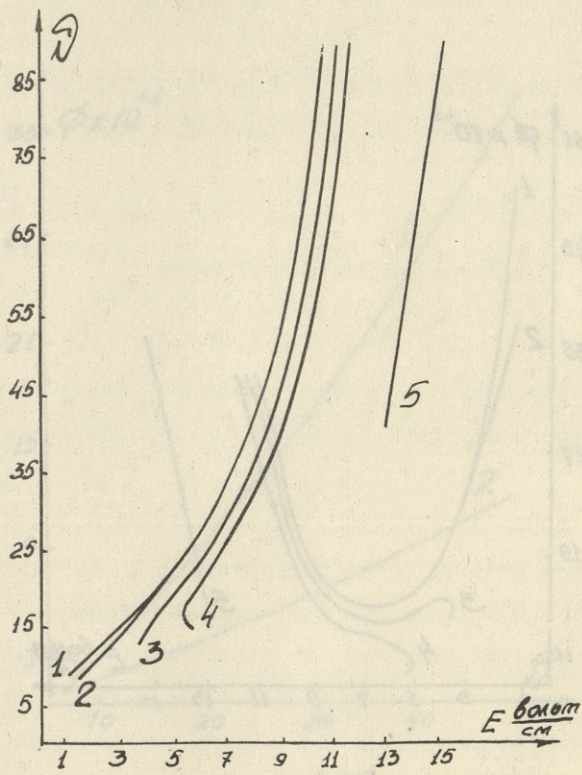


Рис.3

Полевая зависимость v при разных значениях C . 1. $C=0.005$,
 2. $C=0.01$, 3. $C=0.05$, 4. $C=0.1$, 5. $C=0.5$

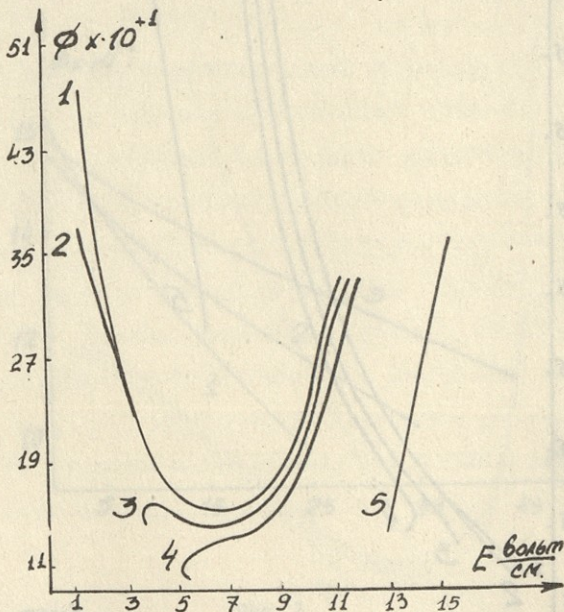


Рис.4

Полевая зависимость Φ -функции при разных значениях C .
 1. $C=0.005$, 2. $C=0.01$, 3. $C=0.05$, 4. $C=0.1$, 5. $C=0.5$

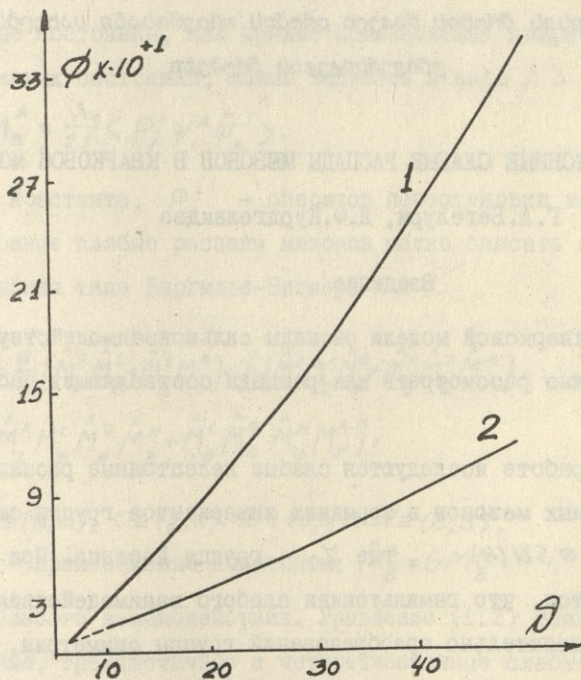


Рис. 5

Температурная зависимость Φ -функции.

1. Закон три вторых при постоянной концентрации

2. С учетом изменения n .

თბილისის შრომის ნიშნით ორჯერსადაც სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომებში

НЕЛЕПТОННЫЕ СЛАБЫЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

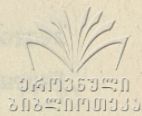
Г. А. Бегелури, Д. Ф. Курдгелаидзе

Введение

В кварковой модели распады сильновзаимодействующих частиц можно рассмотреть как распады составляющих частицу кварков.

В работе исследуются слабые нелептонные распады псевдоскалярных мезонов в терминах инвариантов группы симметрии $G = \mathcal{L} \otimes SU(4)$, где \mathcal{L} - группа Лоренца. При этом допускается, что гамильтониан слабого взаимодействия инвариантен относительно преобразований группы симметрии, G - фундаментальному представлению которой соответствует биспинор $\psi^A = \psi_\alpha^\ell$. Здесь $\mathcal{A} \equiv (\alpha, \ell)$ соедржит два индекса: ($\alpha = 1, 2, 3, 4$) - спинорные индексы группы \mathcal{L} , ($\ell = 1, 2, 3, 4$) - унитарные группы $SU(4)$.

Ввиду того, что "чармованные" псевдоскалярные мезоны $\mathcal{P} = 0^- (\mathcal{D}^+, \mathcal{D}^-, \mathcal{D}^0, \bar{\mathcal{D}}_0, F^+, F^-)$ имеют сравнительно большие массы ~ 2 Гэв, то они энергетически имеют возможность распадаться на двухчастичные, трехчастичные и четырехчастичные конечные состояния / 1, 2, 3, 4 /. Ниже в рамках кварковой модели изучаются всевозможные нелептонные слабые распа-



§ I. ФОРМАЛИЗМ НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ

Мезонные состояния, как прямые произведения кварковых и антикварковых состояний, можно записать в виде / 3 /:

$$M_B^A = \frac{\lambda_0}{2!} \langle \rho_j^i \psi_i^A \bar{\psi}_B^j \rangle, \quad (1.1)$$

где λ_0 - константа, ρ_j^i - оператор перестановки индексов.

Нелептонные слабые распады мезонов можно описать с помощью уравнения типа Баргмана-Вигнера / 1 /

$$(\square + N^2) \hat{M}_B^A = \frac{\alpha}{2} [\hat{M}_c^A \hat{M}_B^c + \hat{M}_B^c M_c^A] + \frac{\beta}{2} [\hat{M}_c^A \hat{M}_B^c \hat{M}_B^d + \hat{M}_B^c \hat{M}_c^d \hat{M}_B^A] + \frac{d}{2} [\hat{M}_c^A \hat{M}_B^c \hat{M}_N^d \hat{M}_B^N + \hat{M}_B^c \hat{M}_c^d \hat{M}_N^N M_B^A], \quad (1.2)$$

где

$$A \equiv (\alpha, \ell); B \equiv (\beta, m); c \equiv (\gamma, n); \mathcal{D} \equiv (d, \kappa); N \equiv (\epsilon, s);$$

α, β, d - произвольные константы, $\hat{M}_B^A = G M_B^A$, G -

константа слабого взаимодействия. Уравнение (1.2) описывает двухчастичные, трехчастичные и четырехчастичные слабые распады мезонов.

Как известно, в группе $SU(4)$ имеем четыре кварка u, d, s, c . При этом $m_c > m_s > m_{u,d}$.

Ниже показано, что слабые нелептонные распады мезонов можно рассмотреть как результат слабого распада одного из тяжелых кварков "c" или "s" на более легкие "d" или "u". Однако необходимо учесть закон сохранения электрического заряда. Поскольку электрические заряды кварков u, d, s, c соответственно равны $2/3, -1/3, -1/3, 2/3$, то без участия

лептонных пар допустимы только переходы $c \rightarrow u$ и $s \rightarrow d$.
 Учитывая нарушение четности и правила суперотбора при слабых взаимодействиях, вышеизложенные переходы кварков можно записать в виде:

$$\begin{aligned} C_{\alpha} &\rightarrow U_{\alpha'} (1 \pm \gamma_5)_{\alpha' \alpha}; \quad \Delta C = 1, |\Delta T| = 1/2, \Delta Q = 0, \\ S_{\alpha} &\rightarrow d_{\alpha'} (1 \pm \gamma_5)_{\alpha' \alpha}; \quad \Delta S = -1, |\Delta T| = 1/2, \Delta Q = 0. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь Q - электрический заряд, T - изоспин, S - странность, C - очарование (*charm*).

Учитывая (1.3), из (1.2) получаем:

$$\begin{aligned} (\square + \mu^2) M_{\beta\tau}^{\alpha\epsilon} &= \frac{g}{2} [M_{\beta\tau}^{\alpha\epsilon} M_{\beta'm}^{\delta\eta} + M_{\beta'm}^{\delta\eta} M_{\beta\tau}^{\alpha\epsilon}] + \frac{g}{2} [M_{\beta\tau}^{\alpha\epsilon} M_{\delta\kappa}^{\delta\eta} M_{\beta'm}^{\delta\kappa} + M_{\beta'm}^{\delta\eta} M_{\delta\kappa}^{\delta\eta} M_{\beta\tau}^{\alpha\epsilon}] + \\ &+ \frac{d}{2} [M_{\beta\tau}^{\alpha\epsilon} M_{\delta\kappa}^{\delta\eta} M_{\beta'm}^{\delta\kappa} M_{\beta\tau}^{\delta\eta} + M_{\beta'm}^{\delta\eta} M_{\delta\kappa}^{\delta\eta} M_{\beta\tau}^{\delta\kappa} M_{\beta\tau}^{\alpha\epsilon}] (1 \pm \gamma_5)_{\beta'\beta}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Здесь в правой части уравнения (1.4) в унитарных индексах произведена замена $4 \rightarrow 1$ или $3 \rightarrow 2$.

Ограничимся рассмотрением распадов псевдоскалярных мезонов. Для этого мезонные состояния (1.1) разложим по базису:

$$M_{\beta\tau}^{\alpha\epsilon} = \frac{1}{4} \{ \Psi_{\beta\tau} + \gamma_5 \Psi_{\beta\tau} + i \gamma_{\mu} \gamma_5 \Psi_{\beta\tau} + \gamma_{\mu} \Psi_{\beta\tau} + \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu} \Psi_{\beta\tau} \}_{\beta\tau}^{\alpha\epsilon}. \quad (1.5)$$

Подставляя (1.5) в (1.4) и приравнивая члены перед одинаковыми матрицами, для двухчастичных, трехчастичных и четырехчастичных распадов соответственно получаем:

$$\begin{aligned} (\square + \mu^2) \Psi_m^{\epsilon} &= \frac{g}{8} [\Psi_{\beta\tau} + \gamma_{\mu} \Psi_{\beta\tau}]_m^{\epsilon} \equiv \frac{g}{8} \mathcal{D}(\ell\ell'm) \Psi_{\ell'}^{\epsilon} \Psi_m^{\epsilon'}, \\ \mathcal{D}(\ell\ell'm) &= 1 - \left(\frac{p_{\ell}}{\mu} \right)_{\ell'}^{\epsilon} \left(\frac{p_{\ell}}{\mu} \right)_m^{\epsilon'}; \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$(\square + \mu^2) \psi_m^e = \frac{6}{32} \left\{ \psi \psi \psi + \frac{1}{2} [\psi_\mu \psi_\mu \psi + \psi \psi_\mu \psi_\mu + \psi_\mu \psi \psi_\mu] \right\}_m^e \equiv$$

$$\equiv \frac{6}{32} C(\ell n k m) \psi_n^e \psi_k^n \psi_m^k,$$

$$C(\ell n k m) = 1 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_n^e \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_k^n + \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_k^n \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_m^k + \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_n^e \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_m^k \right];$$

$$(\square + \mu^2) \psi_m^e = \frac{d}{128} \left\{ \psi \psi \psi \psi + \psi_\mu \psi_\mu \psi_\nu \psi_\nu + [\psi_\mu \psi \psi \psi_\mu - \psi_\mu \psi \psi_\mu \psi + \psi \psi_\mu \psi_\mu \psi - \psi \psi_\mu \psi \psi_\mu] \right\}_m^e \equiv \frac{d}{128} D(\ell n k s m) \psi_n^e \psi_k^n \psi_s^k \psi_m^s,$$

$$D(\ell n k s m) = 1 + \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_n^e \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_k^n \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_s^k \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_m^s - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_n^e \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_s^k - \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_n^e \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_m^s - \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_k^n \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_s^k - \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_k^n \left(\frac{\rho_\mu}{\mu} \right)_m^s \right].$$

Здесь введены обозначения $\psi \equiv \psi_5$, $\psi_\mu \equiv \psi_{\mu 5}$ и используется уравнение $i \rho_\mu \psi = \mu \psi_\mu$, $\rho_\mu = (E, i\vec{p})$.

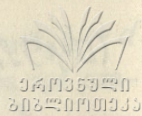
ψ_m^e - матрица 4×4 , содержащая $SU(4)$ мультиплет псевдоскалярных мезонов $4 \times 4 = 15 + 1$.

$$\psi_m^e \equiv \begin{vmatrix} \bar{u} & \bar{d} & \bar{s} & \bar{c} \\ \frac{\bar{J}_0}{\sqrt{2}} + \frac{\bar{b}}{\sqrt{6}} & \bar{\pi}^+ \bar{K}^+ \bar{\vartheta}_0 & & \\ \bar{\pi}^- & -\frac{\bar{J}_0}{\sqrt{2}} + \frac{\bar{b}}{\sqrt{6}} & \bar{K}_0 \bar{\vartheta}^- & \\ \bar{K}^- & \bar{K}_0 & -\frac{2}{\sqrt{6}} \bar{b} & \bar{F}^- \\ \bar{\vartheta}^0 & \bar{\vartheta}^+ & \bar{F}^+ & \bar{b}_c \end{vmatrix} \begin{matrix} u \\ d \\ s \\ c \end{matrix} \quad (1.9)$$

Подставляя (1.9) в (1.6), (1.7) и (1.8), получаем всевозможные каналы нелептонных распадов.

§ 2. ДВУХЧАСТИЧНЫЕ РАСПАДЫ

Рассмотрим двухчастичные слабые нелептонные распады псевдоскалярных мезонов, описываемые уравнением (1.6). Подставляя (1.9) в (1.6), получаем следующие каналы распадов:



$$(\square + \mu^2) K^+ = \frac{a}{8} \frac{1}{\sqrt{2}} [\mathcal{D}(113) - \mathcal{D}(123)] \pi^+ \pi^0,$$

$$(\square + \mu^2) K_S^0 = \frac{a}{8} [\mathcal{D}(223) \pi^0 \pi^0 + \mathcal{D}(213) \pi^+ \pi^-],$$

$$(\square + \mu^2) \bar{\mathcal{D}}_0 = \frac{a}{8} [\mathcal{D}(114) (\frac{\pi^0 \pi^0}{2} + \frac{\eta \eta}{6}) + \mathcal{D}(124) \pi^+ \pi^- + \mathcal{D}(134) K^+ K^-], \quad (2.1)$$

$$(\square + \mu^2) \mathcal{D}^- = \frac{a}{8} [\{\mathcal{D}(214) - \mathcal{D}(224)\} \frac{\sqrt{3} \pi^-}{\sqrt{2}} + \mathcal{D}(224) \frac{\eta \pi^-}{\sqrt{6}} + \mathcal{D}(234) \bar{K}_0 K^-],$$

$$(\square + \mu^2) F^- = \frac{a}{8} [\mathcal{D}(314) \frac{K^- \pi^0}{\sqrt{2}} + \{\mathcal{D}(314) - 2\mathcal{D}(334)\} \frac{\eta K^-}{\sqrt{6}} + \mathcal{D}(324) K_0 \pi^-],$$

$$(\square + \mu^2) \eta = \frac{a}{8} [\mathcal{D}(313) \pi^+ \pi^- + \frac{1}{2} \mathcal{D}(323) \pi^0 \pi^0],$$

$$(\square + \mu^2) \eta_c = \frac{a}{8} [\mathcal{D}(424) \pi^+ \pi^- + \mathcal{D}(414) (\frac{\pi^0 \pi^0}{2} + \frac{\eta \eta}{6}) + \mathcal{D}(434) K^+ K^-].$$

Кроме перечисленных каналов (2.1), представляет интерес изучить и так называемые "двойные переходы", когда в распадах мезонов участвуют "c → u" и "s → d" переходы одновременно. Вероятность двойных переходов должна быть сравнительно подавлена по сравнению с переходами "c → u" или "s → d". Для оценки двойных переходов введем коэффициент β, (β² < 1), численное значение которого можно зафиксировать из эксперимента.

Легко можно убедиться, что коэффициенты $\mathcal{D}(313) = \mathcal{D}(323) = \mathcal{D}(414) = \mathcal{D}(423) = \mathcal{D}(434) = 0$, т.е. ζ- и ηc-мезоны не имеют ни одного канала нелептонных слабых распадов, что и подтверждается экспериментально / 3,4 /.

Кинематические коэффициенты $\mathcal{D}(l'l'm)$ легче всего вычислить в системе покоя распадаемой частицы (C → A, B)

$$m_c = \sqrt{m_A^2 + \vec{p}_A^2} + \sqrt{m_B^2 + \vec{p}_B^2}, \quad \vec{p}_A + \vec{p}_B = 0 \quad (2.2)$$

В случае двухчастичных распадов можно однозначно фиксировать энергетический спектр продуктов распада

$$E_A = \frac{m_c^2 + (m_A^2 - m_B^2)}{2m_c}; \quad E_B = \frac{m_c^2 (m_A^2 - m_B^2)}{2m_c};$$

$$m_A > m_B.$$

(2.3)

Произведя необходимые вычисления кинематических коэффициентов $D(\ell\ell'm)$ из (2.1) получаем:

$$(\square + \mu^2)K^+ = \frac{\alpha}{8} \frac{m_{K^+}}{2\sqrt{2}} \left(\frac{m_{\pi^0} - m_{\pi^+}}{m_{\pi^0} m_{\pi^+}} \right) \pi_0 \pi^+;$$

$$(\square + \mu^2)K_S^0 = \frac{\alpha}{8} \left\{ \left(1 - \frac{m_{K_0}}{2m_{\pi^0}}\right) \frac{\pi_0 \pi_0}{2} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{m_{K_0}}{2m_{\pi^+}}\right) 2\pi^+ \pi^+ \right\};$$

$$\begin{aligned} (\square + \mu^2)\bar{D}_0 = & \frac{\alpha}{8} \left\{ \left(1 - \frac{m_{D^0}}{2m_{\pi^0}}\right) \frac{\pi_0 \pi_0}{2} + \left(1 - \frac{m_{D^0}}{2m_{\eta}}\right) \frac{\eta \eta}{6} + \left(1 - \frac{m_{D^0}}{2m_{\pi^+}}\right) \pi^+ \pi^+ \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{m_{D^0}}{2m_{K^+}}\right) \left[K^+ K^+ + \frac{\beta}{2} (K^+ \pi^+ + K^- \pi^+) \right] \right\}; \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$(\square + \mu^2)D^- = \frac{\alpha}{8} \left\{ \frac{m_{D^-}}{2\sqrt{2}} \left(\frac{m_{\pi^0} - m_{\pi^+}}{m_{\pi^0} m_{\pi^+}} \right) \pi^- \pi^0 + \left(2 \frac{(m_{\eta} + m_{\pi^-}) [m_{D^-}^2 - (m_{\eta} - m_{\pi^-})^2]}{2m_{D^-} m_{\eta} m_{\pi^-}} - \frac{\eta \pi^-}{\sqrt{6}} \right) \right.$$

$$\left. + \left(1 - \frac{m_{D^-}}{2m_{K^-}}\right) \left[\bar{K}_0 K^- + \frac{\beta}{2} (\bar{K}_0 \pi^- + \pi_0 K^-) \right] \right\};$$

$$(\square + \mu^2)F^- = \frac{\alpha}{8} \left\{ \left(1 - \frac{m_F^- + (m_K^- - m_{\pi^0}^2)}{2m_F^- m_{K^-}}\right) \frac{K^- \pi^0}{\sqrt{2}} + \left(1 - \frac{m_F^- + (m_{K_0}^2 - m_{\pi^+}^2)}{2m_F^- m_{K_0}}\right) K_0 \pi^+ \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\sqrt{6}} \left[\frac{((m_{\eta} + m_{K^-})^2 - m_F^-^2)(m_{\eta} - m_{K^-})}{2m_F^- m_{\eta} m_{K^-}} - 1 \right] (K^- \eta + \beta \eta \pi^-) \right.$$

Выражения (2.4) содержат матричные элементы распадов и неопределенные константы α и β .

При вычислении вероятности распада необходимо учесть фазовый объем конечного состояния, а для соотношения парциальных ширин можно ограничиться отношениями только матричных элементов

$$\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi_0 \pi_0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx 0.39;$$

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi_0 \pi^+)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx 2.09 \times 10^{-3};$$

$$\frac{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow \pi_0 \pi_0)}{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx 0.083;$$

$$\frac{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow \eta \eta)}{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx 4.0 \times 10^{-4};$$

$$\frac{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow K^+ \pi^-; K^- \pi^+)}{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx 0.024 \frac{\beta^2}{4};$$

$$\frac{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow K^+ K^-)}{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx 0.024; \quad (2.5)$$

$$\frac{\Gamma(\bar{D}^- \rightarrow \pi^- \pi_0)}{\Gamma(\bar{D}^- \rightarrow K_0 K^-)} \approx 0.035;$$

$$\frac{\Gamma(\bar{D}^- \rightarrow \pi^- \eta)}{\Gamma(\bar{D}^- \rightarrow K_0 K^-)} \approx 0.898;$$

$$\frac{\Gamma(\bar{D}^- \rightarrow K_0 \pi^-; K^- \pi_0)}{\Gamma(\bar{D}^- \rightarrow K_0 K^-)} \approx \frac{\beta^2}{4};$$

$$\frac{\Gamma(F^- \rightarrow K^- \pi^0)}{\Gamma(F^- \rightarrow K_0 \pi^-)} \approx 0.529;$$

$$\frac{\Gamma(F^- \rightarrow K^- \eta)}{\Gamma(F^- \rightarrow K_0 \pi^-)} \approx 0.142;$$

$$\frac{\Gamma(F^- \rightarrow \eta \pi^-)}{\Gamma(F^- \rightarrow K_0 \pi^-)} \approx 0.142 \beta^2$$

В литературе рассматривается возможность смешивания \bar{D}_0 и D_0 мезонов / 2; 4, 5 / , т.е. существования состояний D_S^0 и D_L^0 , которые распадаются на двухпионные и трехпионные состояния соответственно. При этом для изменения изоспина возникает правило:

$$\left. \begin{array}{l} D_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \\ \pi^0 \pi^0 \end{array} \right\} \Delta T = 1/2; \quad \left. \begin{array}{l} D_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^- \\ \pi^0 \pi^+ \pi^- \\ \pi^0 \pi^0 \pi^0 \end{array} \right\} \Delta T = 3/2.$$

Трехпионные распады по сравнению с двухпионными распадами будут подавлены.

Изучения ширин распадов D_L^0 и D_S^0 мезонов дает возможность вычислить разность масс $m_{D_L} - m_{D_S}$ и установить угол смешивания \bar{D}_0 и D_0 мезонов / 4 /

$$\begin{pmatrix} D_S^0 \\ D_L^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_0 \\ \bar{D}_0 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

где α - угол смешивания.

Существующие экспериментальные данные, касающиеся двух-
 частичных и трехчастичных распадов D_0 и \bar{D}_0 - мезонов,
 еще не позволяют точно вычислить D_L^0 и D_S^0 состояния
 / 2 /

$$\frac{\Gamma(D_0 \rightarrow \bar{D}_0 \rightarrow \pi^- K^+)}{\Gamma(D_0 \rightarrow K \pi)} \leq 0.16$$

Соотношения парциальных ширин для мезонов K_S, K^* (2.5)
 хорошо согласуются с экспериментальными данными:

$$0.44 + 0.2 \text{ и } (2.16 + 0.5) \times 10^{-3} \text{ соответственно.}$$

Для D - мезонов экспериментально имеем только соотноше-
 ние

$$\frac{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow K^- \pi^+)}{\Gamma(D^- \rightarrow K_0 \pi^-)} \approx 1.2 \pm 0.5. \quad (2.7)$$

Вычисления согласно (2.4) дают 1.022.

§ 3. ТРЕХ- И ЧЕТЫРЕХЧАСТИЧНЫЕ РАСПАДЫ

Для матричных элементов трехчастичных распадов имеем:

$$(\square + \mu^2) K^+ = \frac{G}{32} \left\{ \frac{1}{2} \left[3 - \frac{E_{\pi^-} + E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} \right] \pi^+ \pi^- \pi^+ + \frac{1}{4} \pi^0 \pi^0 \pi^+ \right\};$$

$$(\square + \mu^2) K_L^0 = \frac{G}{32} \left\{ \frac{1}{2.82} \pi^- \pi_0 \pi^+ + \frac{\pi^0 \pi^0 \pi^0}{2.82} \frac{1}{2} \left[\frac{2E_{\pi_0}}{m_{\pi^0}} + 3 \right] \right\};$$

$$(\square + \mu^2) \bar{D}_0 = \frac{G}{32} \left\{ \frac{1}{2.82} \frac{1}{2} \left[3 - \frac{2E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} \right] \pi_0 \pi_0 \pi_0 + \frac{1}{12} \frac{1}{2.44} \left[\frac{2E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} - 3 \right] \right\};$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{2.82} \left[5 - \frac{4E\pi_0}{m\pi_0} \right] \pi_0 \pi^+ \pi^- + \frac{1}{2} \frac{1}{2.44} \left[\frac{4E\eta}{m\eta} - 5 \right] \eta \pi^+ \pi^- + \\
 & + \frac{\pi^0 K^+ K^-}{1.41} \left[3/2 - \frac{1}{2} \left[\frac{3E_{K^+}}{m_{K^+}} + \frac{E\pi_0}{m\pi_0} + \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_1 \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_3 \right] \right] + \left[\frac{2E_{K^-}}{m_{K^-}} - 3 \right] K^+ \bar{K}^0 \pi^+ + \\
 & + \frac{1}{2.44} \left[\frac{1}{2} \left[\left(\frac{P_\mu}{m} \right)_1 + \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_3 \right] \left[\left(\frac{P_\mu}{m} \right)_3 + \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_4 \right] - \frac{4}{\sqrt{6}} \frac{E\eta}{m\eta} \right] \eta K^+ K^- + \\
 & + \left(1 - \frac{1}{2} \left[\frac{E\pi^+}{m\pi^+} + \frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} - \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_2 \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_3 \right] \right) \pi^+ K^0 K^- \};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (\square + \mu^2) \mathcal{D}^- = & \frac{8}{32} \left\{ \frac{1}{4} \left[\frac{2E\pi}{m\pi} + 5 \right] \pi^0 \pi^- \pi^0 + \frac{1}{12} \left[\frac{2E\eta}{m\eta} + 4 \right] \eta \eta \pi^- + \right. \\
 & \frac{1}{2} \left[3 - \frac{2E\pi}{m\pi} \right] \pi^+ \pi^- \pi^- + \frac{1}{2} \left[3 - \frac{2E_{K^-}}{m_{K^-}} \right] K_0 \bar{K}_0 \pi^- + \frac{1}{4.88} \left[\frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} + \frac{E\eta}{m\eta} - \frac{4}{\sqrt{6}} \frac{E\eta}{m\eta} \right] \eta K_0 K^- + \\
 & \left[1 + \frac{E_{K^+}}{m_{K^+}} + \frac{E\pi^-}{m\pi^-} - \frac{1}{2} \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_2 \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_3 \right] \pi^- K^+ K^- + \frac{1}{2} \left[\frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} - \frac{E\pi^-}{m\pi_0} - 1 - \right. \\
 & \left. - \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_2 \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_3 \right] \pi_0 K_0 K^- \};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (\square + \mu^2) F^- = & \frac{8}{32} \left\{ \frac{1}{2} \left[3 - \frac{2E_{K^+}}{m_{K^+}} \right] K^- K^+ K^- + \frac{1}{2} \left[3 - \frac{2E_{K^0}}{m_{K^0}} \right] K_0 \bar{K}_0 K^- + \right. \\
 & + \frac{1}{3.46} \left[3 - \frac{2E\eta}{m\eta} \right] \eta K^- \pi^0 + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{2} \left[\frac{E\pi_0}{m\pi_0} + \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} + \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_1 \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_1 \right] \right] K^- \pi_0 \pi_0 + \\
 & + \left[\frac{1}{2} \left[\frac{E\pi^+}{m\pi^+} + \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} + \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_1 \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_2 \right] - 1 \right] K^- \pi^+ \pi^- + \\
 & + \frac{1}{2.82} \left[0.44 + \frac{1}{2} \left[2 \frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} + 2 \frac{E\pi^-}{m\pi^-} - \sqrt{6} \left(\frac{2}{\sqrt{6}} \frac{E\eta}{m\eta} + \frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} \right) + \right. \right. \\
 & + \left. \left. \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_2 \left\{ 2 \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_1^2 - \sqrt{6} \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_3 \right\} \right] \right] \eta \bar{K}_0 \pi^- + \\
 & + \frac{1}{6} \left[2.56 - \frac{1}{2} \left(-4 + \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} + \frac{E\eta}{m\eta} + \frac{16}{\sqrt{6}} \frac{E\eta}{m\eta} - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \sqrt{6} \left(\frac{2}{\sqrt{6}} \frac{E\eta}{m\eta} + \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} \right) + \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_1 \left[\left(\frac{P_\mu}{m} \right)_1 - \sqrt{6} \left(\frac{P_\mu}{m} \right)_3 \right] \right] \right] \}
 \end{aligned}$$

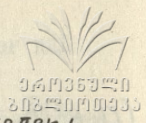
Для четырехчастичных распадов имеем:



Уральский федеральный университет
Институт математики и механики

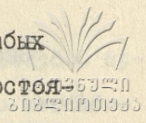
$$\begin{aligned}
 (\square + \mu^2) \bar{\mathcal{D}}_0 = & \frac{d}{128} \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} \right) \pi_0 \pi_0 \pi_0 \pi_0 + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(1 - \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} \right) \pi_0 \pi_0 \pi_0 \eta + \right. \\
 & + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} \right) \pi_0 \pi_0 \eta \eta + \frac{1}{3\sqrt{3}} \left(1 - \frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} \right) \pi_0 \eta \eta \eta + \left(1 - \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} \right) \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+ + \\
 & + \frac{1}{4} \left(2 - \frac{E_{K^+}}{m_{K^+}} - \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} \right) \pi_0 \pi_0 K^+ K^+ + \left(2 - \frac{E_{K^+}}{m_{K^+}} - \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} \right) \pi^+ \pi^+ K^+ K^+ + \\
 & + \frac{1}{2} \left[5 - \left(3 \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} + 2 \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} \right) \right] \pi_0 \pi_0 \pi^+ \pi^+ + \frac{1}{6} \left[5 - \left(3 \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} + 2 \frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} \right) \right] \eta \eta \pi^+ \pi^+ + \\
 & + \left[6 - \frac{2E_{K^0}}{m_{K^0}} - \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} - \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} + \left(\frac{p_K}{m} \right)_+ \left(\frac{p_K}{m} \right)_3 \left(\frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} + \frac{E_{K^+}}{m_{K^+}} \right) - \right. \\
 & \left. - \frac{1}{4} \left\{ 2 \left(\frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} - \frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} + \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} \right) - 3 \right\} \right] \pi^+ \pi^0 K^0 K^+ + \\
 & + \left[-6 + \left(\frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} - 2\sqrt{3} \frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} - 1 \right) + \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} + \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} - 2 - \right. \\
 & \left. - 2 \frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} \right] \pi^+ K^0 \eta K^- \};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (\square + \mu^2) \mathcal{D}^- = & \frac{d}{128} \left\{ \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(3 - 2 \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} - \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} \right) \pi \pi^0 \pi \pi^0 + \frac{1}{6\sqrt{6}} \left(3 - 2 \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} + \frac{E_{\pi^-}}{m_{\pi^-}} \right) \pi \eta \eta \eta + \right. \\
 & + \frac{1}{\sqrt{6}} \left(1 + \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} \right) \pi \pi^0 \pi^0 \eta + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{E_{\pi^-}}{m_{\pi^-}} \right) \pi_0 \pi \bar{K}_0 \bar{K}_0 + \\
 & + \left[\frac{1}{\sqrt{6}} \left(1 - \frac{E_{\pi^-}}{m_{\pi^-}} \right) - \sqrt{\frac{2}{3}} \left(1 - \frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} - \frac{1}{4} \left[\frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} - \frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} \right] \right) \right] \pi \eta \eta \bar{K}_0 \bar{K}_0 + \\
 & + \frac{1}{\sqrt{2}} \left[4 - 3 \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} - \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} - \frac{1}{4} \left(\frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} - \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} \right) \right] \pi_0 \pi \pi^+ \pi^+ + \\
 & + \frac{1}{\sqrt{6}} \left[4 - 3.25 \frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} - 1.25 \frac{E_{\pi^+}}{m_{\pi^+}} \right] \eta \pi^+ \pi \pi^+ + \\
 & + \frac{1}{2} \left[3 - 1.25 \left[\frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} + \frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} \right] - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} \right] \pi_0 \pi_0 K_0 K^- + \\
 & + \frac{1}{6} \left[3 - 1.25 \left[\frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} + \frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} \right] - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} \right] \eta \eta K_0 K^- + \\
 & + \frac{2 - \sqrt{6}}{\sqrt{12}} \left[2 - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} - \frac{0.25}{\sqrt{3}} \frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} - \frac{1}{4} \frac{E_{K^0}}{m_{K^0}} \right] \pi_0 \eta K_0 K^- +
 \end{aligned}$$



$$+ \left(3 - \frac{2E_{K_0}}{m_{K_0}} + \frac{1}{m} \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} - 1.25 \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} \right) \mathcal{H} + \mathcal{H}^{-} \cdot K_0 \cdot K^{-};$$

$$\begin{aligned}
 (\mathcal{O} + \mathcal{H}^2) F^- = & \frac{d}{12B} \left\{ \frac{\mathcal{H}}{\sqrt{2}} (K \mathcal{H}^0 \mathcal{H}^0 \mathcal{H}^0 + K^- \mathcal{H}^0 \mathcal{H}^0 \mathcal{H}^0) + \frac{\mathcal{H} \mathcal{H}^0 \leftrightarrow \eta}{2\sqrt{2}} K^- \mathcal{H}^0 \mathcal{H}^0 \eta + \right. \\
 & + \frac{1}{\sqrt{2}} B \mathcal{H}^0 \mathcal{H}^+ \mathcal{H}^- K^- + \sqrt{\frac{2}{3}} B K \mathcal{H}^+ \eta \mathcal{H}^- + \\
 & + \left[\frac{\mathcal{H} \mathcal{H}^0 \leftrightarrow \eta}{6\sqrt{6}} + \left(\frac{2}{3}\right)^{2/3} \left(1 - \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{E_{\eta}}{m_{\eta}}\right) + \frac{2}{3\sqrt{6}} \left(1 - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}}\right) \right] K^- \eta \eta \eta + \\
 & + \left[1.25 + \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^3 \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_2^1 \left(\frac{E_{\mathcal{H}^-}}{m_{\mathcal{H}^-}} + \frac{1}{4}\right) + \frac{E_{\mathcal{H}^-} - E_{K_0}}{4m_{\mathcal{H}^-} - 4m_{K_0}} \right] \bar{K}_0 \mathcal{H}^- \mathcal{H}^+ \mathcal{H}^- + \\
 & + \sqrt{\frac{2}{3}} \left(1 - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}}\right) K^- \eta \eta \mathcal{H}^0 + \left(1 - \frac{E_{K_0}}{m_{K_0}}\right) K_0 \cdot K_0 \cdot \bar{K}_0 \mathcal{H}^- + \\
 & + \frac{1}{\sqrt{2}} \left[1.75 + \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^3 \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^1 \left(\frac{E_{K^+}}{m_{K^+}} + \frac{1}{4}\right) - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} - \frac{1}{4} \left(3 \frac{E_{K^+}}{m_{K^+}} - \frac{E_{\mathcal{H}^0}}{m_{\mathcal{H}^0}}\right) \right] \mathcal{H}^0 K^- K^+ K^- + \\
 & + \left[1 + \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^3 \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_2^1 \cdot 0.75 + \frac{1}{4} \left(\frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} - \frac{E_{\mathcal{H}^+}}{m_{\mathcal{H}^+}}\right) \right] K_0 K^- K^- \mathcal{H}^+ + \left[2\sqrt{\frac{2}{3}} \left(1 - \frac{E_{K_0}}{m_{K_0}} - \right. \right. \\
 & - \left. \frac{1}{4} \left(\frac{E_{K^+}}{m_{K^+}} - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}}\right) \right) + \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ 1.75 + \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^3 \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^1 \left(\frac{E_{K^+}}{m_{K^+}} + \frac{1}{4}\right) - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} - \right. \\
 & - \left. \frac{1}{4} \left(3 \frac{E_{K^+}}{m_{K^+}} - \frac{E_{\eta}}{m_{\eta}}\right) \right\} \right] K^+ K^- \eta K^- + \left[2.25 - \frac{E_{K_0}}{m_{K_0}} + \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^3 \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^2 \left(\frac{E_{\mathcal{H}^+}}{m_{\mathcal{H}^+}} + \frac{1}{4}\right) - \right. \\
 & \left. - \frac{1}{4} \left(\frac{E_{K_0}}{m_{K_0}} - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}}\right) \right] \bar{K}_0 K^+ \mathcal{H}^- K^- + \\
 & + \left[\sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ \left(1 - \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{E_{\eta}}{m_{\eta}}\right) + \left(1 - \frac{E_{K_0}}{m_{K_0}}\right) - \frac{1}{4} \left(\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} - \frac{E_{K_0}}{m_{K_0}} - 1\right) \right\} + \frac{1}{\sqrt{6}} \left(1 - \frac{E_{K^-}}{m_{K^-}}\right) + \right. \\
 & \left. + \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ 0.75 + \frac{1}{4} \left(\frac{E_{\eta}}{m_{\eta}} - \frac{E_{K_0}}{m_{K_0}}\right) - \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_2^3 \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_2^2 \left(\frac{E_{K_0}}{m_{K_0}} + \frac{1}{4}\right) \right\} \right] \eta K_0 \bar{K}_0 K^-; \\
 \mathcal{H} = & 1 - \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^3 \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^1 \left(\frac{E_{\mathcal{H}^0}}{m_{\mathcal{H}^0}} + \frac{1}{4}\right) - \frac{1}{4} \left[\frac{E_{K^-}}{m_{K^-}} - \frac{E_{\mathcal{H}^0}}{m_{\mathcal{H}^0}} - 1\right]; \\
 \mathcal{B} = & 1 - \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^3 \left(\frac{P_{\mu}}{m}\right)_1^1 \left(\frac{E_{\mathcal{H}^+}}{m_{\mathcal{H}^+}} + \frac{1}{4}\right) - \frac{1}{4} \left[\frac{E_{K_0}}{m_{K_0}} - \frac{E_{\mathcal{H}^+}}{m_{\mathcal{H}^+}} - 1\right].
 \end{aligned}$$



В случае трех- и четырехчастичных нелептонных слабых распадов распределения энергии и импульса конечных состояний можно вычислить, если экспериментально будут известны диаграммы Далица соответствующих каналов распада.

Из вышеперечисленных матричных элементов можно выделить такие, которые содержат одинаковые частицы в конечном состоянии. Тогда для этих процессов можно вычислить соотношения парциальных ширин без учета фазовых объемов конечных состояний с предположением, что все частицы могут нести одинаковые энергии.

Для соотношения парциальных ширин в этом случае получаем:

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0)} \approx 3.21, \quad \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^-)} \approx 1.82, \quad (3.1)$$

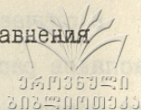
$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)} \approx 1.78;$$

экспериментальные значения дают 3.31, 1.73, 1.08 соответственно.

Для чармованных частиц имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow 3\pi^0)}{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^-)} &\approx 0.26; & \frac{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow 3\eta)}{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^-)} &\approx 0.13 \times 10^{-3}; \\ \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(D^- \rightarrow \pi^- 2\pi^0)} &\approx 0.72; & \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \bar{K}_0 \bar{K}_0 K^-)}{\Gamma(D^- \rightarrow \bar{K}^+ \bar{K}^- K^-)} &\approx 1.19; \\ \frac{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow 4\pi^0)}{\Gamma(\bar{D}_0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-)} &\approx 0.068; & \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^- \pi^-)}{\Gamma(D^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0)} &\approx 11.87. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Экспериментальные данные, необходимые для сравнения
(3.2), на сегодняшний день отсутствуют.



Поступила 13.У.1979

Кафедра физики
Тбилисского медицинского
института

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Ф.Курдгелаидзе, Вестник Московского университета, сер. физика, астрономия, № 1, 116, 1972.
2. Table of Particle Properties, CERN, April, 1978.
3. Г.А.Бегелури, Д.Ф.Курдгелаидзе, Известия ВУЗов СССР, сер. физика, № 2, 114, 1978.
4. Stanley Wojcicki, "Weak Decay", SLAC Report, N 215, p. 193, CONF-780765 SLAC-215 /T/E/ UC-34d, June, 1978.
5. Jasper Kirkby, Charm and Tau Measurements from DELCO, ibid. p.309
6. S.Kaptanoglu, Phys. Rev., D18, 1554, 1978.
7. F.J.Gilman, M.B.Wise, Phys. Rev., D19, 976, 1979.

გ.ბეგელური, დ.ფ.კურდგელაიძე

თავმჯდომარის სპეციალური კონსულტაციის განყოფილება
თბილისი

რეზიუმე

ნაწილაკების რეგულირება კვანძული ნივთიერების განხილვა, რეგულირება
მისი შედეგად, მისი კვანძების რეგულირების შედეგად მსუბუქი
კვანძები.



კრძალა, ნაძირითი მისწავლილია ზუსტობისკვალი რეზონანსის საზღვარს
სადა რეზონანსი წარმოიქმნება, საინტენსივობისა და რეზონანსის
ლაკრივითი მისწავლილია,

რეზონანსი მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია
რეზონანსის მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია
კარგი მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია
ლაკრივითი მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია
სადა მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია
რეზონანსის მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია მისწავლილია

G.Begeluri, D.Kurdgelaidze

NONLEPTONIC WEAK DECAYS OF MESONS IN QUARK
MODEL
Summary

Decays of particles in quark model are considered as decays
of their constituent heavy quarks into light ones.

The properties of weak decays of pseudoscalar mesons in two,
three- and four-particle final states in quark model are investigated.

The branching ratios of two-particle nonleptonic weak decay pro-
cesses are obtained.

For the case of three- and four-particle decays the corresponding
matrix elements are derived.

For all the cases derived the branching ratios are in good ag-
reement with experimental data.

თბილისის შრომის ნიჭიერი რჩეობის ორჯეროსანი საბჭოებრივი
უნივერსიტეტის შრომები

ДИФРАКЦИОННОЕ ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВБЛИЗИ
ПРОВОДЯЩИХ ЦИЛИНДРОВ

Д.К.Квавадзе, М.И.Тевдорашвили

В работе приведены результаты экспериментального исследования дифракционного поля двух проводящих цилиндров с равными радиусами a , $ka = 6,3$, $K = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\lambda = 32\text{mm}$, оси которых параллельны z и вектору напряженности поля, находятся в плоскости YOz , перпендикулярной направлению падающей электромагнитной волны. Длина цилиндров $\sim 6\lambda / 3$.

Дифракционное поле цилиндров с радиусами $a = \lambda$ изучается на удалении $\sim 4\lambda$ от плоскости симметрии цилиндров (YOz) по оси x/λ и до 2λ по оси y/λ в теневой области.

Исследования проводились на экспериментальной установке, представляющей зеркальную плоскость с характеристическими размерами $(212 \times 62) \lambda / 1,2,3$. Над зеркальной плоскостью размещены: излучающий рупор, приемный рупор, исследуемые цилиндры и электрический зонд. Вся измерительная аппаратура помещена под зеркальной плоскостью. Исследование ближнего поля осуществляется четвертьволновым электрическим зондом, имеет-



ся также возможность исследования дальнего поля зондом и рупорной антенной / 2 /.

На рис. 1 а, б, в приведены картографические диаграммы распределения относительной напряженности E/E_0 электромагнитного поля над зеркальной плоскостью, где E - напряженность электрического поля при наличии цилиндров,

E_0 - напряженность поля в соответствующей области без цилиндров. Расстояние между центрами цилиндров d принимает значения $d = 17/8 \lambda$, $9/4 \lambda$, $5/2 \lambda$ соответственно для значений расстояния между поверхностями цилиндров $d^* = 1/8 \lambda$, $1/4 \lambda$, $1/2 \lambda$. Как видно

из рис. 1 а, б, в, электромагнитное поле за цилиндрами в теневой области имеет сложную конфигурацию, которая формируется с увеличением расстояния между поверхностями цилиндров, при значении $d = 5/2 \lambda$ в центре щели концентрируется максимум поля. При этом конфигурация принимает форму луча с резко уменьшенной амплитудой непосредственно за цилиндрами и с уменьшающейся амплитудой по оси x/λ (рис. 3).

Интересна картина распределения поля между двумя цилиндрами при наличии на плоскости XOY четырех цилиндров с осями симметрии в плоскости YOZ и отстоящих друг от друга на расстоянии $\lambda/2$ (рис. 2.). Сравнивая рис. 1в и рис. 2, можно заметить, что влияние боковых цилиндров на ближнее дифракционное поле существенно, однако на расстоянии до 2λ по оси x/λ и на $\lambda/2$ по ширине (ось y/λ) относительная амплитуда полей E/E_0 в обоих случаях имеет одинаковое распределение.

На рис. 3 приведены кривые изменения относительной амплитуды E/E_0 для всех расстояний между поверхностями цилиндров. При значении $d = 17/8 \lambda$ величина относительной амплитуды незначительная и для координат $x/\lambda = 1$ и $x/\lambda = 2$ принимает значение $E/E_0 \approx 0.05$. В дальнейшем, с $x/\lambda = 2.75$ амплитуда возрастает до значения 0,3 (круги на графике). При $d = 9/4 \lambda$ относительная амплитуда со значением 0,05 увеличивается с координаты $x/\lambda = 2$ и принимает максимальное значение $\sim 0,2$ (тр-ки на графике).

Увеличение ширины щели $d = 5/2 \lambda$ и $23/8 \lambda$ между цилиндрами вызывает увеличение относительной амплитуды до величин 1,0; 1,4 для значения $x/\lambda = 1$, в дальнейшем наблюдается уменьшение относительной амплитуды до значения 0,3. При наличии четырех цилиндров с центрами симметрии в плоскости 90° картина изменения относительной амплитуды показана на рис. 3 (крестики на графике). Можно считать что качественная картина изменения относительной амплитуды сравнима с аналогичными графиками для двух цилиндров до значения $x/\lambda = 2.75$, после чего наблюдается расхождение кривых, выражающее вклад двух боковых цилиндров.

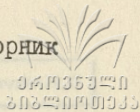
Поступила 23.V.1979

Кафедра радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Кинг, У Тай-Дзунь, Рассеяние и дифракция электромагнитных волн, ИЛ, Москва, 1962.
2. Д.К.Квавадзе, М.И.Тевдорашвили, Измерение относительной

ფაზი და ამპლიტუდას მეთოდს ზედაკუთხედის სივრცის. **Сборник**
დოკლ. კონფერენციის, თბილისი, ტბუ, 1974.



3. დ.კ.კვადაძე, მ.ი.თევდორაშვილი, ექსპერიმენტალური გამოკვლევა
რადიოტალღების გავრცელების კანონების შესახებ. ტბუ, თ.190, 1977.

რ. ყვანელიძე, ე. თევდორაშვილი

რადიოტალღების გავრცელების კანონების შესახებ
გამოკვლევის შედეგები

რეზიუმე

შრომში აღწერილია რადიოტალღების გავრცელების კანონების შესახებ
გამოკვლევის შედეგები.

გამოკვლევის შედეგები აღწერილია რადიოტალღების გავრცელების კანონების შესახებ
გამოკვლევის შედეგები. სიხშირის $\sim 4\lambda$ დანიშნულ, სიღრმის $\sim 2\lambda$, $\lambda = 32 \text{ mm}$.

გამოკვლევის პარამეტრები $Ka = 6, 3$, სიღრმე

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} a, \quad a - \text{გამოკვლევის რადიუსი.}$$



THE DIFFRACTION FIELD OF ELECTROMAGNETIC WAVES NEAR
CONDUCTING CYLINDERS

Summary

The experimental results of an investigation of the nearest diffraction field in shadow region at a distance less than 4λ , with the width of 2λ from the symmetrical plane of cylinders, are given, $\lambda = 32\text{ mm}$.

The systems of two and four cylinders are studied with the parameter

$$Ka = 6,3,$$

where $K = \frac{2\pi}{\lambda}$, and a is radius of the cylinder.

The diagrams of distribution of relative field amplitudes on the plane perpendicular to the surfaces of the cylinders are presented.

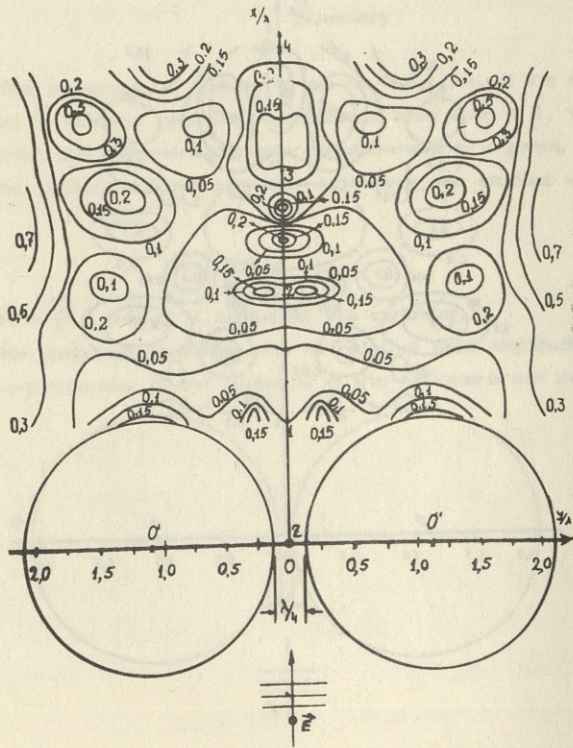
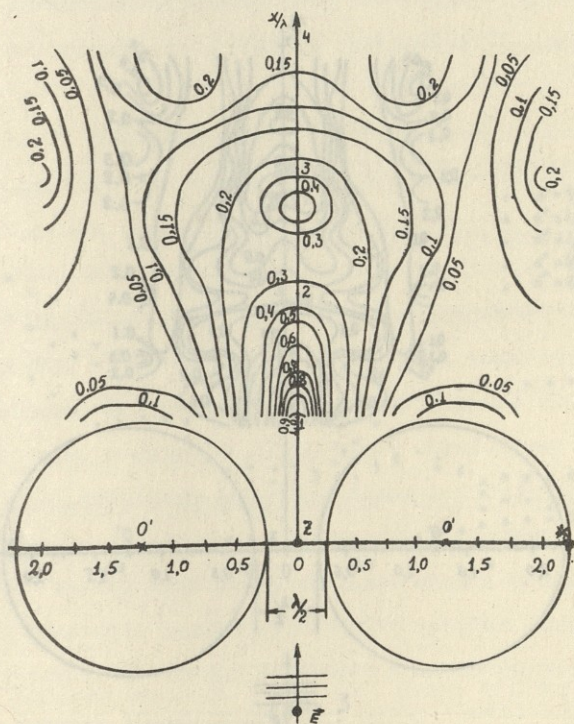


Рис. 16



ՐԻՏ. IԵ

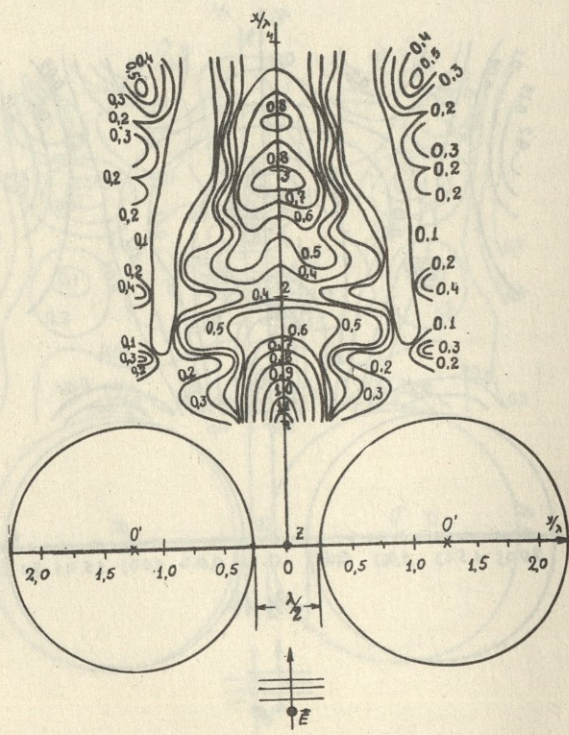


Рис. 2

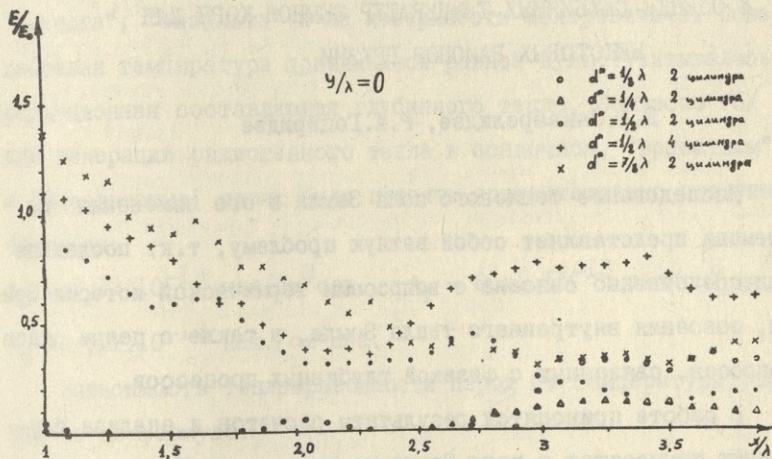


Рис. 3

თბილისის შრომის ნიშანი ორდენის მტკიცებასა და სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

К ОЦЕНКЕ ГЛУБИННЫХ ТЕМПЕРАТУР ЗЕМНОЙ КОРИ ДЛЯ
НЕКОТОРЫХ РАЙОНОВ ГРУЗИИ

Е. А. Сакварелидзе, Р. А. Гоциридзе

Исследование теплового поля Земли и его изменения во времени представляет собой важную проблему, т.к. последняя непосредственно связана с вопросами термической истории Земли, освоения внутреннего тепла Земли, а также с целым рядом вопросов, связанных с физикой глубинных процессов.

В работе приводятся результаты расчетов и анализа глубинных температур в коре Земли на территории Грузии. Объектом исследования выбраны районы с изученным строением коры и известным распределением теплового потока. В частности, вычисления проводились вдоль сейсмологического профиля Черное море - Тбилиси /1/, для района г. Тбилиси и восточного района бассейна Черного моря, прилегающего к территории Грузии.

В расчетах предполагалось, что тепловое поле Земли достигло своего стационарного состояния /2/. Оценка температур проводилась путем решения стационарного уравнения теплопроводности с учетом влияния источников тепла. Подобного рода

задача решалась ранее для моделей коры в работе /3/, в которой был оценен вклад зависимости теплопроводности пород от температуры при построении тепловых моделей Земли.

Для всех исследуемых объектов земная кора представляется трехслойной, состоящей из осадочного, гранитного и базальтового слоев /1,4/. Температура рассчитана на границах "гранита", "базальта" и на поверхности Мохоровичича. Поверхностная температура принималась равной нулю, учитывалась радиационная составляющая глубинного тепла. Согласно /5/ для генерации радиогенного тепла в осадочном, "гранитном" и "базальтовых" слоях были приняты соответственно следующие значения:

$A_0 = 3,13 \cdot 10^{-13}$ кал/см³сек., $A_T = 6,11 \cdot 10^{-13}$ кал/см³сек. и

$A_6 = 1,11 \cdot 10^{-13}$ кал./см³сек.

Зависимость теплопроводности пород от температуры учитывалась по формуле:

$$\lambda = \frac{1}{\rho_0 + \alpha T}.$$

Значения величин ρ_0 и α взяты также из работы /6/. Результаты расчетов температур, значения тепловых потоков и мощности коры в пунктах расчетов приведены в таблицах. В таблице 1 помещены данные для сейсмологического профиля Черное море - Тбилиси. Данные для Тбилиси и района Черного моря приведены соответственно в таблицах 2 и 3. Расчеты показали, что температура T_3 для некоторых пунктов района Черного моря получается не только ниже соответствующих значений температур "гранитного" слоя, но даже встречаются отрицательные значения.

Анализ полученных данных приводит к заключению, что та-
кое парадоксальное значение температур может быть получено
при ошибочных значениях A_0 , ввиду возможного наличия в оса-
дочном слое дополнительных источников тепла.

Так как ход температурных кривых в общем виде остается
подобным, кривая T_3 была приведена к нормальному виду в ано-
мальных точках, после чего рассчитывались истинные значения
 A_0 , а затем и значения коэффициентов C_2' и $C_3'/3$. По исп-
равленным значениям A_0' , C_2' и C_3' были рассчитаны уточненные зна-
чения температур T_1 , T_2 и T_3 , приведенные в таблице 3.

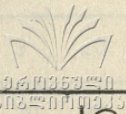
Таким образом, предлагаемый метод расчета температур поз-
воляет уточнить значения тепловыделений для каждого конкрет-
ного случая,

Как видно из таблицы 3, для некоторых пунктов района
Черного моря на поверхности Мохо получены довольно малые тем-
пературы, причиной чему служат низкие значения тепловых по-
токов в данных пунктах. Однако, если внести поправку к тепло-
вым потокам за счет осадконакопления в бассейне Черного моря,
то значение тепловых потоков возрастет, что должно привести
к увеличению температур.

Оценка глубинных температур для исследуемых объектов по-
казала, что температурные кривые не повторяют форму рельефа,
значения максимальных температур для всех районов приблизи-
тельно равны.

В дальнейшем предполагается провести аналогичные расчеты
и для других районов Грузии, которые вместе с приведенными
в данной работе результатами станут основой решения одной
из основных геотермических проблем — построения тепловых
моделей земной коры.

Таблица I



| № пунктов | Пункты наблюдения | Тепловой поток (мк кал/см ² сек) | Толщина осадочного слоя (Н ₁ 10 ⁻⁵ см) | Температура нижн. границы осадочного слоя (Т ₁ °С) | Толщина гранитного слоя (Н ₂ 10 ⁻⁵ см) | Температ. нижней границы гранит. слоя (Т ₂ °С) | Толщина базальто- вого слоя (Н ₃ 10 ⁻⁵ см) | Температура повер- хности Мохо (Т ₃ °С) |
|-----------|-------------------|--|---|---|---|---|--|---|
| 1 | Пицунда скв. I | 0,73 | 2,0 | 18 | 17,0 | 162 | 24,0 | 641 |
| 2 | Сухуми скв. 6 | 1,16 | 3,8 | 54 | 15,0 | 297 | 24,0 | 1000 |
| 3 | Очамчире скв. I | 0,94 | 6,0 | 87 | 12,0 | 262 | 26,4 | 767 |
| 4 | Малтаква скв. 2 | 0,86 | 6,8 | 65 | 10,2 | 222 | 29,0 | 660 |
| 5 | Москва скв. 4 | 1,33 | 6,8 | 119 | 10,2 | 394 | 29,0 | 1242 |
| 6 | Чалადиди скв. 5 | 1,00 | 7,0 | 84 | 11,0 | 272 | 29,0 | 922 |
| 7 | Чалადиди скв. 4 | 1,00 | 7,0 | 84 | 11,0 | 272 | 29,0 | 922 |
| 8 | Чалადиди скв. 6 | 0,97 | 7,0 | 68 | 11,0 | 252 | 29,0 | 776 |
| 9 | Квалони скв. 20 | 0,76 | 7,0 | 56 | 11,0 | 189 | 28,4 | 592 |
| 10 | Менджи скв. 2 | 0,55 | 7,0 | 34 | 11,0 | 171 | 29,0 | 330 |
| 11 | Зугдиди скв. I | 0,86 | 7,0 | 64 | 10,8 | 207 | 14,5 | 480 |
| 12 | Обча скв. 4 | 1,37 | 7,0 | 129 | 11,0 | 450 | 28,2 | 950 |



| № ПУНКТОВ | Пункты наблюдений | | Тепловой поток (МК кал/см ² сек) | Толщина осадочно-го слоя (Н ₁ .10 ⁻⁵ см) | Температ. нижней границы осадочного слоя (Т ₁ °С) | Толщина гранитного слоя (Н ₂ .10 ⁻⁵ см) | Температ. нижней границы гранит. слоя (Т ₂ °С) | Толщина базальтового слоя (Н ₃ .10 ⁻⁵ см) | Температура поверхности Мохр (Т ₃ °С) |
|-----------|-------------------|---------|--|--|--|---|---|---|--|
| | № | Скв. | | | | | | | |
| 1 | Тбилиси | СКВ. I | 1,20 | 5 | 76 | 17 | 297 | 24 | 79 |
| 2 | " | СКВ. II | 1.25 | 5 | 76 | 17 | 316 | 24 | 85 |
| 3 | " | СКВ. 12 | 1.31 | 5 | 77 | 17 | 324 | 24 | 87 |
| 4 | " | СКВ. 13 | 1.22 | 5 | 76 | 17 | 306 | 24 | 80 |
| 5 | " | СКВ. 2I | 1.21 | 5 | 76 | 17 | 306 | 24 | 80 |

Таблица 3

| № ПУНКТОВ | Поверхностный тепловой поток (МК. кал/см ² сек.) | Толщина осадочного слоя (Н ₁ .10 ⁻⁵ см) | Температура осадочного слоя (Т ₁ °С) | Уточненная темп. нижн. границы осад. слоя (Т ₁ °С) | Толщина гранитного слоя (Н ₂ 10 ⁻⁵ см) | Температ. гранит. слоя (Т ₂ °С) | Уточненная температура нижн. граница гранит. слоя (Т ₂ °С) | Толщина базальтового слоя (Н ₃ .10 ⁻⁵ см) | Температура базальтового слоя (Т ₃ °С) | Уточненная температура пов. Мохр (Т ₃ °С) |
|-----------|--|--|--|--|---|---|--|--|--|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
| 1 | 0,3 | 6 | 9 | 24 | 10 | 9 | 43 | 21 | -48 | 50 |
| 2 | 0,3 | 6 | 9 | 24 | 10 | 9 | 43 | 21 | -48 | 80 |
| 3 | 1,1 | 8 | 105 | | 13 | 270 | | 17 | 456 | |
| 4 | 0,9 | 8 | 85 | | 13 | 198 | | 20 | 310 | |
| 5 | 0.5 | 8 | 29 | 53 | 13 | 54 | 144 | 20 | 38 | 170 |

| I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
|----|-----|---|-----|-----|----|-----|-----|----|------|------|
| 6 | 0,6 | 8 | 41 | 68 | 13 | 81 | 180 | 20 | 97 | 220 |
| 7 | 0,9 | 8 | 77 | | 13 | 180 | | 20 | 310 | |
| 8 | 1,0 | 6 | 73 | | 10 | 180 | | 22 | 407 | |
| 9 | 1,2 | 6 | 91 | | 9 | 235 | | 23 | 563 | |
| 10 | 2,2 | 5 | 169 | 181 | 10 | 495 | 595 | 23 | 1524 | 1000 |
| 11 | 1,2 | 6 | 92 | | 9 | 235 | | 23 | 563 | |
| 12 | 1,1 | 5 | 73 | | 9 | 198 | | 24 | 485 | |
| 13 | 1,4 | 5 | 97 | | 9 | 261 | | 23 | 825 | |
| 14 | 1,0 | 8 | 92 | | 13 | 225 | | 19 | 380 | |
| 15 | 2,2 | 8 | 117 | 336 | 13 | 548 | 656 | 19 | 1330 | 850 |
| 16 | 2,0 | 8 | 249 | 350 | 13 | 660 | 710 | 19 | 1378 | 950 |
| 17 | 1,0 | 4 | 50 | | 11 | 162 | | 21 | 388 | |
| 18 | 1,0 | 5 | 61 | | 9 | 144 | | 23 | 380 | |
| 19 | 0,6 | 4 | 27 | | 9 | 72 | | 23 | 136 | |

Поступила 28.V.1979

Кафедра геофизики



0 19359 440
302 201010330

1. Г.Я.Мурусидзе, Строение земной коры в верхней мантии Грузии и сопредельных районах по сейсмологическим и сейсморазведочным данным. "Мецниереба", Тбилиси, 1976.
2. А.Н.Тихонов, Известия АН СССР, серия геогр. и физики, № 3, 1937.
3. Е.А.Сакварелидзе, Труды Института геофизики АН ГССР, т.29, 1972.
4. Я.П.Магницкий, Ю.П.Непрочнов, Б.К.Балавадзе, П.Ш.Миндели и др., Земная кора и история развития Черноморской впадины. "Недра", М., 1975.
5. А.А.Смыслов, Геологическое строение СССР, т.У, "Недра", М., 1979.
6. Е.А.Сакварелидзе, Сообщения АН ГССР, т.53, № 3, 1970.

ქ.საფარველიძე, რ.გოცირიძე

ქალაქის ურბანული სივრცითი გეოგრაფიკის მუშაობის
საპრობლემო გეოგრაფიკული რეკონსტრუქციის

რეზიუმე

დასრულებული ნოვარული საფარველის გეოგრაფიკული სივრცითი გეოგრაფიკული რეკონსტრუქციის მიზანია ქალაქის სივრცითი გეოგრაფიკული რეკონსტრუქციის დასაფუძვლიანება და მისი განვითარების უზრუნველყოფა. გეოგრაფიკული რეკონსტრუქციის დასაფუძვლიანების მიზანია ქალაქის სივრცითი გეოგრაფიკული რეკონსტრუქციის დასაფუძვლიანება და მისი განვითარების უზრუნველყოფა.

გეოგრაფიკული რეკონსტრუქციის მიზანია ქალაქის სივრცითი გეოგრაფიკული რეკონსტრუქციის დასაფუძვლიანება და მისი განვითარების უზრუნველყოფა.

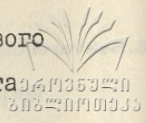


ESTIMATION OF THE CRUSTAL TEMPERATURES FOR SOME REGIONS OF GEORGIA

Summary

The results of calculations of the crustal temperatures for the territory of Georgia are given in the paper. The temperatures are estimated for the lower interfaces of sedimentary, granitic and basaltic layers. Geothermal flow, deep-crustal radiogenic heat, and the structure of the Earth's crust, based on seismic and gravimetry data, were used in the calculations.

The above calculation method permits verification of the crustal heat irradiation in different specific cases.



Аннотации

докладов, прочитанных на физической секции

თბილისის მრეწველობის და მეცნიერების
სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკური
სექციის კონფერენცია
/28-30, V, 1979/

დოკუმენტის სტრუქტურაზე წაკითხული წიგნების

ანოტაციები

Scientific conference of Tbilisi State University (may,28-30, 1979)

ABSTRACTS

of papers read at the physics section.

А.М.РАЗМАДЗЕ О ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Заслуга известного грузинского математика А.М.Размадзе в области пропаганды теории относительности /ТО/ в Грузии мало известна. У нас имеются сведения о том, что в двадцатых годах в Тбилисском университете А.М.Размадзе читал на грузинском языке лекции по ТО, часто сопровождаемые показом специального учебного кинофильма.

Значительным событием в научной и общественной жизни явилась лекция А.М.Размадзе "О специальной и общей ТО", прочитанная им в 1923 г. во Дворце работников искусств для широкой общественности.

В 1924 г. А.М.Размадзе опубликовал на грузинском языке научно-популярную статью о ТО - "О частной и общей ТО. Общий обзор". Она предназначалась не только для лиц, желающих получить общее представление о ТО, но была задумана и как начальная ступень для дальнейшего углубленного изучения. В этой прекрасно изложенной в методическом отношении статье популярность достигается без ущерба для научной строгости. В ней мы хотели бы особо подчеркнуть два момента.

I. Излагая эйнштейновский принцип эквивалентности гравитационных и инерционных сил, А.М.Размадзе отчетливо подчеркивает локальный характер этой эквивалентности. Это обстоятельство, на наш взгляд, отнюдь не является тривиальным. В самом деле, несколькими десятилетиями позже принцип эквивалентности стал предметом оживленных научных дискуссий

(В.А.Фок, В.Л.Гинзбург, Д.Синг). В частности, без всякого
впрочем основания, подвергалась сомнению корректность пони-
мания самим Эйнштейном локальности характера принципа эк-
вивалентности.

2., А.М.Размадзе с самого же начала правильно уловил,
далеко не для всех в то время понятную, основную сущность
ТО, заключающуюся в общеквариантности формы законов приро-
ды. Именно с этих позиций подчеркивает он необходимость вы-
деления объективных, или точнее абсолютных, независимых
от наблюдателя закономерностей, и, тем самым, предостерега-
ет от смешения явления и его восприятия наблюдателем. Этот
момент не является тривиальным также и в общепознавательном
философском отношении, особенно если вспомнить, какие суро-
вые обвинения в идеалистичности предъявлялись теории отно-
сительности в 20-ых гг.

А.М.Размадзе намеревался опубликовать в дальнейшем
статью о строении вселенной с релятивистской точки зрения,
но не успел этого сделать. Мы обнаружили в архиве ученого
фрагмент его рукописной статьи. В нем говорится о строении
Вселенной с точки зрения ТО и о картине Вселенной конечной,
но без границ, в соответствии с воззрениями Эйнштейна.

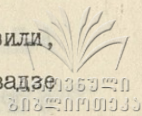
ა.ჭრელაშვილი

საზოგადოებრივი მეცნიერებათა აკადემიის მდიანი

A.Chrelashvili

ANDREW RAZMADZE ABOUT THE THEORY OF
RELATIVITY

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.Р.Гарсеванишвили,
Ю.В.Тевзадзе, М.С.Чаргейшвили, Н.К.Куциди, Э.Т.Цивцивадзе



АНАЛИЗ ИНКЛЮЗИВНЫХ П⁻N - ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ 5 И
40 ГэВ/с В ПЕРЕМЕННЫХ "СВЕТОВОГО ФРОНТА"

L.Abesalashvili, N.Amaglobeli, M.V.Garsevanishvili, Yu.Tevzadze,
N.Kutsidi, M.Chargeishvili, E.Tsivtsivadze

ANALYSIS OF INCLUSIVE P⁻N - INTERACTIONS
AT 5 AND 40 GeV/c IN "LIGHT FRONT" VARIABLES

О ПРИРОДЕ ФЛИККЕР-ШУМОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Приведены результаты экспериментальных исследований фликкер-шумов в металлических и полупроводниковых резистивных пленках, в р-п переходах и барьерах Шоттки, в варисторах и фоторезисторах под действием температуры, тока, сильных электрических полей и фотовозбуждения. Установлена сильная температурная и полевая зависимости шумов. Найдены аналитические выражения, удовлетворительно описывающие экспериментальные результаты. Их сопоставление позволило выявить общие для различных механизмов переноса зарядов закономерности. Так, спектральная плотность низкочастотных флуктуаций напряжения равна произведению квадрата дифференциального сопротивления и спектральной плотности флуктуаций тока; последняя, в свою очередь, пропорциональна не квадрату тока, как это принято считать в настоящее время, а квадрату напряжения.

Установлено, что источником фликкер-шумов являются процессы обмена носителями заряда между примесными уровнями и зонами. Так, по мере увеличения температуры скорость обмена электронами между донорным уровнем и зоной проводимости и сопровождаемые обмен фликкер-шумы сначала растут, достигая максимума, а затем с истощением примеси резко падают. Аналогично проявление полевой зависимости шумов при френкелевской ионизации примесей.



ИСТИНА
2022:011010333

Роль обмена носителями в образовании фликкер-шумов подтверждаются исследованиями полупроводников при фотовозбуждении - к резким шумовым максимумам приводят как межзонные переходы, так и переходы с участием разрешенных уровней в запрещенной зоне.

У.С.ГОЛОВКО

ਫਲਿਕਰ-ਸ਼ਮ ਸੰਬੰਧਤ ਸੈਮੀਕਾਨਡਕਟਰਾਂ ਵਿੱਚ ਚੁੰਬਕੀ ਪ੍ਰਭਾਵ

A. Golovko

ON THE NATURE OF FLICKER-NOISES IN SEMICONDUCTORS

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ $p-n-i-n^+$ СТРУКТУР

В работе проведен расчет оптимальной схемы измерения переходных процессов переключения $p-n-i-n^+$ структур (предлагаемая структура представляет собой интегральный оптрон с $p-n$ излучателем на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и фотоприемником из полуизолирующего GaAs:Ge). Найдены необходимые параметры генератора управляющих импульсов с учетом параметров остальных цепей. Получены выражения для токов в основных цепях структуры и выражения на его выводах. В работе доказано, что для уменьшения минимального значения напряжения включения и выключения структуры внутреннее сопротивление генератора управляющих импульсов должно быть малым, а сопротивление утечки светоизлучающего $p-n$ перехода - наибольшим.

Последнее условие необходимо также для улучшения временных характеристик структуры. Проведенные измерения быстрого действия структуры показали, что время переключения сильно зависит от анодного напряжения, температуры и от толщины i - слоя. Для образцов с наименьшей толщиной i - слоя (порядка 10 мкм), время переключения составляет 15 нс. С уменьшением температуры время включения структуры падает, а время выключения увеличивается. Указанный эффект можно объяснить увеличением фоточувствительности материала i - слоя с уменьшением температуры и наличием остаточной проводимости.

ბ. უჩორაძე, შ. მირიანაშვილი, ლ. რუსინი, ვ. ბელაევი, ა. შლიონსკი



ρ-π-ι-π* სტრუქტურების კინეტიკის კვლევა

G.Kochoradze, Sh.Mirianashvili, L.Rusin, V.Belyaev, A.Shlyonski

INVESTIGATION OF THE SWITCHING KINETICS OF ρ-π-ι-π* STRUCTURES

Handwritten mathematical equations: $\frac{1}{\Delta t} \cdot \frac{\Delta I}{I_0} = \gamma$ and $\ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = \frac{1}{\Delta t} \cdot \Delta t = \gamma \Delta t$

К ВОПРОСУ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ПРЕДЫСТОРИИ РУДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Для определения температурной предыстории рудных минералов Адангейского (Абхазская АССР) месторождения нами были отобраны образцы как с поверхности естественных обнажений на левом берегу реки Шхабзия (обр. № Шб-1), так и из глубин штольни № 46, пересекающей рудосодержащий слой по всей длине в двух местах: на 180 и 580 метров от входа штольни (обр. № Шт-4 и обр. № Шт-17 соответственно).

Для диагностики состава и структуры ферромагнитных материалов в образцах горных пород применены параметры γ_0 и Δm , независимые от концентрации ферромагнетика и определяемые его магнитными характеристиками, постоянной Рэлея и начальной восприимчивостью,

$$\gamma_0 = \frac{d^2 Y_r}{dH^2} \frac{1}{\alpha},$$

$$\Delta m = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{dY_r}{dH} \right)_{\max},$$

где $(dY_r/dH)_{\max}$ — максимальное значение в коэрцитивном спектре нормального намагничивания.

Построенные нами коэрцитивные спектры послужили для определения величин температуро-чувствительного коэффициента $N_T = H_x / H_0$, где H_x — расстояние по оси абсцисс между двумя дифференциальными кривыми нормального намагничи-

вания $dT_x/dH=f(H)$, а H_0 - значение поля, отра-
ничающего прямолинейный участок кривой при исходном H_0 .
Полученная при этом информация была применена для определе-
ния температуры кристаллизации $T_{кр}$ рудного ферромагнитно-
го минерала.

Выяснилось, что различные виды минералов образованы на
разных температурах, величина которой в нашем случае не
превышает 300°C .

რ. ვაკუა, ვ. კაკულია, ვ. პავლენიშვილი, ხ. სოლოგაშვილი

საქონალური ისტორიის ტემპერატურა
რედუცირებული მინერალები

L.Vekua, V.Kakulia, E.Pavlenishvili, J. Sologashvili

CONCERNING THE TEMPERATURE PREHISTORY
OF ORE MINERALS

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ В $He-II$ ГИРОСКОПИ- ЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Целью данной работы является обнаружение эффекта повышения плотности сверхтекучей компоненты в узких порах при контактировании с большим объемом гелия II.

Для экспериментального исследования этого явления применялся метод сверхтекучего гироскопа. Прибор представляет собой кольцеобразный контейнер, заполненный прессованным порошком цеолита (размер пор 5 микрон), который с помощью специального полукольца подвешен на тонкой нити из фосфористой бронзы диаметром 20 микрон. Персистирующий сверхтекучий поток возникает при равномерном вращении кольца в горизонтальной плоскости при одновременном охлаждении жидкости ниже точки фазового перехода. При низкой температуре контейнер останавливался и затем поворачивался на 90° таким образом, что вектор момента количества движения персистирующего тока менял вертикальное направление на горизонтальное. Это изменение приводило к повороту подвесной системы.

Измерение проводилось в двух разных условиях: при контактировании гелия, находящегося в пористом образце, с большим объемом (ванна) сверхтекучего гелия и без контакта (в порах). При этом наблюдалась разность поворота подвесной системы, что указывает на изменение количества персистирующей сверхтекучей жидкости. Наблюдаемую разность поворота подвесной системы можно объяснить эффектом близости в узких порах.

სადახლოების ეფექტის გამოკვლევა $He-II$ -ში
ციკლოტროპული მეთოდით

G.Gamtsemlidze, Samir el-Sabban, J.Tsaava, G.Shonia

INVESTIGATION OF THE PROXIMITY EFFECT IN
 $He-II$ BY THE GYROSCOPIC METHOD



**ՔՈՋՄԵՆՆԱ ՑՎԵԼԱԿ ՈՒՍՏՈՒՆԻՆԻ ՈՐՈՒՄՆԻՆՈՒՄԵՐԻ
ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՔՎԱՆՏԱՆՈՒՄՆԱԿԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ
ՖՈՒՆԿԻՅՈՒՆ**

Պայմանագրով ՈՒՍՏՈՒՆԻՆԻ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ԱՆՔՎՈՐԻ ԸՆԴՈՒՄՆԱԿ
ՍՏՈՒՄՆԱԿԱԿ, ՈՐՈՒՄՆԱԿ ԿՆՔՎՈՐՈՒՄ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՄԱՐԿՆԱԿԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ
ՈՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ԱՆՔՎՈՐԻ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՈՐՈՒՄՆԱԿԱԿ ԿՆՔՎՈՐՈՒՄ
ՍՏՈՒՄՆԱԿԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՍՏՈՒՄՆԱԿԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ
ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ԿՆՔՎՈՐՈՒՄ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ
ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ - $\rho(H)$. ՔՈՋՄԵՆՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ԱՐԱՐՈՒՄՆԱԿ \vec{H}_M ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ
ՍՏՈՒՄՆԱԿԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ԿՆՔՎՈՐՈՒՄ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ
ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ - $\rho(H)$ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ
ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ, ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ
ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ, ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ
ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ, ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ
ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ, ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ ՎԵՐՅԱՐՈՒՄՆԱԿ

И.Меркулов, Ю.Папава

ВЛИЯНИЕ ДИФУЗИИ НА ДЕПОЛЯРИЗАЦИЮ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

I.Merkulov, Y.Papava

EFFECT OF DIFFUSION ON THE DEPOLARIZATION OF OPTICALLY ORIENTED ELECTRONS IN SEMICONDUCTORS

К ТЕОРИИ СПИН-РЕШЕТОЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В
НЕИДЕАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Для одномерной модели ангармонической одноатомной решётки с точечным дефектом в центре инверсии решена динамическая задача. На колебательных собственных функциях (с учетом ангармонизма третьего порядка) вычислены матричные элементы оператора нормальной координаты и далее – вероятности релаксационных однофононных переходов с участием симметрических и несимметрических решеточных колебаний. Вероятности зависят от параметров, характеризующих нарушение идеальности кристаллической решетки. Учет точного закона дисперсии приводит к наблюдающимся на опыте частотным и температурным зависимостям.

რ.ციცქიშვილი

სპინ-რეშეტოვანი რელაქსაციის თეორიაში
არასრულად სრულყოფილი

D. Tsitskishvili

ON THEORY OF SPIN-LATTICE RELAXATION IN IMPERFECT
CRYSTALS



ԱՅՈՒՆ-ԵՎԱԿԱՐԱՆԻ ԽՈՒՍՅԱԿՈՒՄ ՔՐՈՄՈՍ ԲԱ ՎՋԵՎՅԱՆԻ
ՍԱԳՆԵՋՅԱԿԻ ՅՐԼՈՒՅՈՒՄ ՍԱԳՈՒՅՍ P^{32} ԹՈՒՄՅԱԾՅՈՒ ԿՅՈՒՄՈՒ
ՎԵՐԱԿԵՐ

Թորեղծությունն սովորականության մեղաբույժ ժամանակին վաղվախարի մագ-
նիտային ջրուն սուրբը և մոմարտաղծա զրոմմագնիտային FeP ԵՈՒՄՅՈՒՆ.
ժամանակին ժարըծոմծա $12MK < T < 30MK$ զրմիճրախարալ ոննրդալծո,
Խոմըլոց ընոըղծա սարամագնիտային մարդուն ($K_2Cr_2(SO_4)_4 \cdot 24H_2O$) սը-
սծախարի ժաննագնիտային ժոնո.

Յըրսծալո զրմիճրախարա ոնոմըծոմ զրոմմագնիտային ԽՅՈՒՄՅՈՒՆ սո-
լարնիճըծալո C_0^{60} Թորեղծոմն χ -ժամոսխոնըծոն յրոխարի սնոնո-
խրոսնոն ժամանակին, Խոմըլոնստըլոսսս թորեղծալ սարամըղծոմ և վաղվ-
ախարի ջրուն զրմոնոլոս.

FeP Մըմսընոմն Մըլոցսըրս 0,6% ԵՈՒՄՅՈՒՆ զրոմմագնիտային. ԵՈՒՄՅՈՒՆ սնոնըրծո-
րս Խրսըղծոմն յնոմարի ճըլոննըծոմ և ԵՈՒՄՅՈՒՆ ժամանակին P^{32}
սըղծոմն Թորեղծոմն, Խոմըլոմն ըսսսսըղծոմ β^- -ժարսըղծոմն $1^+(\beta^-)0^+$
ժարսըրս S^{32} Թորեղծոմն սսսսսըղծոմ յնըլոնո 1.711 Mev. β^- -
մսնըլոսըծոն ժամոսխոնըծոն յրոխարի ժամանակին ըսսսսըղծոմ ժար-
սըղծոմնստըլոն (զրոմմագնիտային $\Delta Y = 1$) ըոնոցընա զրոմմագնիտային: $W(\theta) =$
 $= Const \left(1 - \frac{v}{c} f(\gamma) \cos \theta \right)$, սսսսս v սրն ժամոխարոցընոլո յըղծոմնը-
ծոն սնըլոնը, C -սննաթըլոն սնըլոնը, θ -յրոխը սովորական
ըրոմս և ժամոսխոնըծոմ β^- -մսնըլոսըծոն ժոնոն. Խր Մըլոնըլո-
սսսըղծոմն ոնըլոննագըլոն սարամըղծոմն $f(\gamma)$ ըլճրնըսը ժամանակին սն-
ըլոն ըրըլոն, Խոց $\mu H_0 \ll KT$, մսնն β^- -ժամոսխոնըծոն սնըլոնը-
լոնստըլոն ժըղծոմն: $E_\beta = \frac{Y+1}{3Y} \frac{v}{c} \frac{\mu H_0}{KT} \cos \theta$.

զրոմմագնիտային սննն $Y = 1$, մագնիտային ըոմըլոն $\mu = -0,252 \mu_n$.
ըլսսըլոնըլոննը β^- -ժամոսխոնըծոմ ոնոմըծոմ ոն զըլսնըլոնը
յրոխնո $\theta = 30^\circ$ և $\theta = 150^\circ$ սնըլոնըլոնն մսնըլոնըլոնն

მთვლელობა, რომელიც უმუხაროდ ვრისსფაფშია მოთავსებული. β - ასობა /
 მდგრადი ვამოთხოვდება ფორმულით: $\xi_{\beta} = \frac{W(\theta) - W_0}{W_0}$, სადაც W_0 - ასობა
 β - ვამოთხოვების ინფრენსივობა, როცა ვანაწილება იმფორმაცი-
 რია.

ექსპერიმენტის მონაცემებმა საშუალება მოგვცა დაგვიბი-
 ნა ვაცნიფური ველების სიდიდე და ენიმარტულია ფისფორის ბირტეებზე
 ფრმბაცნიფური რკინაში $H_2 = +(74 \pm 12) 10^3$ ერსფ.

აღსანიშნავია, რომ თერმიული ნონასწორობა ბირტეების სპი-
 ნებსა და მესერს შორის მფარდება ვაშინ, როცა ვვავს β -
 ნაწილავების ვამოთხოვების ასიმეტრიის მავსინდუმი მიფემულინი-
 ეშინსათვის სიდიდე T_1, T_2 , სადაც T_1 - სპინ მესერული რედა-
 საციის რწა, მიიღება 15 (სვ. $^{\circ}K$) რციის.

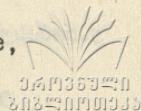
O. A. Chilashvili, M. G. Badjeliidze

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ СПИН-РЕШЕТОЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ И ЭФФЕКТИВ-
 НОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЯДРАХ P^{32} В ЖЕЛЕЗНОЙ РЕШЕТКЕ

O. Chilashvili, M. Badjeliidze

MEASUREMENT OF SPIN-LATTICE RELAXATION TIME
 AND INTERNAL MAGNETIC FIELD ON P^{32} NUCLEI IN IRON

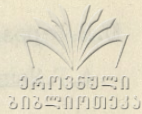
Ю.Н.Берозашвили, С.З.Мачавариани, Т.И.Маглаперидзе,
А.Г.Нацвлишвили, Е.Г.Цицишвили, А.А.Чиракадзе



ПРИМЕНЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМНЕНИЯ, СВЯЗАН-
НОГО С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ, ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ПАРАМЕТРОВ ГОФРИРОВКИ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ В КУБИЧЕСКИХ
КРИСТАЛЛАХ

J.Berozashvili, S.Machavariani, T.Maghlaperidze, A.Natsvlishvili,
E.Tsitsishvili, A.Chirakadze

SPATIAL- DISPERSION- INDUCED BIREFRINGENCE AND ITS
APPLICATION TO THE DETERMINATION OF VALENCE BAND
WARPING CONSTANT IN CUBIC SEMICONDUCTORS



მრავალფუნქციონალური სისტემის სანიმუშოობის
გათვლილ საკითხისათვის

ერთფუნქციონალური ელემენტებისაგან შედგარნი სისტემების სანი-
მუშოობის გათვლის მეთოდის საკვანძოა პარამეტრული მარტივი-
ობის, რადიანაც ამ შემთხვევაში საკმარისია მარტივი მარტივი-
ობის პრინციპები.

მრავალფუნქციონალური ელემენტებისაგან შედგარნი სისტემე-
ბის სანიმუშოობის გათვლა გაძნელებულია, რადიანაც ამ შემთხვე-
ვაში საკმარისია პარამეტრული მარტივი-ობის პრინციპები.

სისტემის მარტივი-ობის რეგისტრის გამოყენებით შესაძლებელია ალ-
გორითივი მარტივი-ობის პარამეტრული მარტივი-ობის მარტივი-ობის
და შემდგომი გათვლა გენერირებისა არსებული მეთოდების გამო-
ყენებით.

დასრულებულია მრავალფუნქციონალური ელემენტების მარტივი-ობის
რეგისტრის განმარტების მეთოდის რეგისტრის რეგისტრის მარტივი-ობის
სადასრულებელი პრინციპული გამოკვლევები და დასრულებულია სისტემის მარტი-
ვი-ობის სანიმუშოობის ძირითადი მარტივი-ობები.

К. Н. Хомасуридзе

К ВОПРОСУ РАСЧЕТА НАДЕЖНОСТИ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫХ
СИСТЕМ

K. K. homasuridze

TOWARDS A RELIABILITY CALCULATION OF MULTI-
FUNCTIONAL SYSTEMS

ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ

ρ -*InAs* ПРИ $4,2^{\circ}$ К.

Проведено исследование влияния одноосной упругой деформации на электропроводность ρ -*InAs* с концентрацией дырок $p = 10^{16}$ см⁻³ до давлений $\chi = 2 \cdot 10^9$ дин/см² при $4,2^{\circ}$ К.

Методика эксперимента аналогична методике, описанной в работе / 1 / .

Показано, что при слабых деформациях сопротивление ρ возрастает, достигает максимума, после чего наблюдается уменьшение ρ с ростом давления.

Полученные результаты качественно хорошо согласуются с экспериментальными данными по ρ -*Ge* / 2 / и ρ -*InSb* / 3 / , откуда можно заключить, что природа явления в этих материалах одна и та же.

При больших деформациях уменьшение сопротивления с давлением объясняется увеличением эффективного боровского радиуса примесного атома /2,4 / .

При малых давлении увеличению ρ с давлением, несмотря на ряд предположений, пока не находит удовлетворительного объяснения.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.J.Hall, Phys. Rev., 128, 68, 1962.
2. F.N.Pollak, Phys. Rev., 138, 618A, 1963.
3. Д.И.Аладашвили, В.В.Галаванов, С.А.Обухов, ФТП, 7,10,1973.
4. Б.И.Шкловский, ФТП, 6, 7, 1972.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ИНТЕГРИРОВАНИЯ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ
 ЭЛЕКТРОНА В ОБОБЩЕННОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ДИОДНОМ
 ПРОМЕЖУТКЕ СВЧ В СЛУЧАЕ "БОЛЬШИХ АМПЛИТУД"

I. При известных допущениях в /1/ выведено уравнение движения электрона в обобщенном цилиндрическом диодном промежутке СВЧ для общего случая:

$$\kappa \frac{d^2 \chi}{dt^2} = \frac{e_0}{2\pi m_0 \epsilon_0} \int_{\tau}^t I(t) dt + \frac{e_0 \chi_K}{m_0} E_K(\tau), \quad (1)$$

где χ - радиальная координата, t - текущее время, τ - момент влета электрона в промежуток, e_0 - абсолютное значение заряда электрона, m_0 - масса покоя электрона, ϵ_0 - диэлектрическая постоянная вакуума, χ_K - радиус входного электрода, $E_K(\tau)$ - напряженность электрического поля у входа промежутка в начальный момент времени ($t = \tau$), $I(t)$ - полный ток на единицу длины промежутка. Вообще

$$I(t) = I_0 + I_{\sim}(t) \quad (2)$$

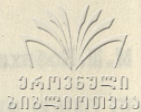
и решение уравнения (1) известно лишь для т.н. "малых амплитуд", т.е. когда амплитуда переменной составляющей $I_{\sim}(t)$ пренебрежимо мала по сравнению с постоянной составляющей $I_0/2$. Придавая уравнению (1) безразмерный вид, согласно (2) имеем

$$\xi \frac{d^2 \xi}{d\tilde{x}^2} = \frac{1}{I_0} \int_{\beta}^{\tilde{x}} I_{\sim} \left(\frac{\tilde{x} - \beta}{\alpha_0} + \tau \right) d\tilde{x} + \tilde{x}, \quad (1)$$

где

$$\xi = \frac{x}{x_k}, \quad x = \alpha_0(t - \tau) + \beta, \quad \alpha = \left(\frac{e_0 I_0}{2\pi m_0 \epsilon_0 r_k^2} \right)^{1/3},$$

$$\beta = \frac{e_0 E_k(\tau)}{m_0 r_k \alpha^2}.$$



При этом в (1') считается, что I_0 и I_{\sim} соизмеримы (случай т.н. "больших амплитуд").

2. По методу наименьших квадратов /3/ произведена линеаризация нелинейной функции

$$\frac{1}{\xi} \approx a_0 + a_1 \xi, \quad (3)$$

где

$$a_0 = \frac{2}{(\delta_0 - 1)^3} [2(\delta_0^2 + \delta_0 + 1) \ln \delta_0 - 3(\delta_0^2 - 1)],$$

$$a_1 = \frac{6}{(\delta_0 - 1)^3} [2(\delta_0 - 1)(\delta_0 + 1) \ln \delta_0].$$

Здесь $\delta_0 = \frac{r_0}{r_k}$ - параметр конструкции (r_0 - радиус выходного электрода).

Обозначая

$$\frac{1}{I_0} \int_{\beta}^x I_{\sim} \left(\frac{x - \beta}{\alpha_0} + \tau \right) dx = f(x)$$

и пользуясь выражением (3), уравнению (1') придаем следующую форму:

$$\frac{d^2 \xi}{dx^2} + |a_1| \cdot [x + f(x)] \cdot \xi = a_0 \cdot [x + f(x)]. \quad (1'')$$

Граничные условия этого уравнения таковы:

$$\xi \Big|_{x=\beta} = 1, \quad \frac{d\xi}{dx} \Big|_{x=\beta} = \gamma = \frac{v_k(\tau)}{\alpha_0 r_k}, \quad (4)$$

где $v_k(\tau)$ - скорость электрона у входного электрода в начальный момент времени ($t = \tau$).

3. Будем считать, что $|a_1| = \mu$ является малым параметром и решим уравнение (1'') методом малого параметра /4/:

$$\xi(x) = \xi_0(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \mu^n \cdot \xi_n(x). \quad (5)$$



Подставим (5) в (1'') и приравняем коэффициенты при одинаковых степенях μ :

$$\ddot{\xi}_0 = a_0 \cdot [x + f(x)],$$

$$\ddot{\xi}_1 + [x + f(x)] \cdot \dot{\xi}_0 = 0,$$

$$\ddot{\xi}_2 + [x + f(x)] \cdot \dot{\xi}_1 = 0,$$

В этих уравнениях точки сверху обозначают производные по x . Подставляя (5) в (4) и повторив вышеуказанную операцию, найдем граничные условия для этих уравнений:

$$\xi_0(\beta) = 1, \quad \dot{\xi}_0(\beta) = f, \quad \xi_n(\beta) = \dot{\xi}_n(\beta) = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

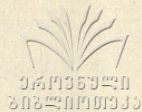
Например, для функции $\xi_0(x)$ находим следующее выражение:

$$\xi_0(x) = 1 + \left(f - \frac{a_0}{2} \beta^2 \right) (x - \beta) + \frac{a_0}{6} (x^3 - \beta^3) + a_0 \int_{\beta}^x \left[\int_{\beta}^{\xi} f(s) ds \right] d\xi.$$

Очевидно, что все функции $\xi_n(x)$, $n = 1, 2, 3, \dots$, определяются однозначно.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Ш.Кобахидзе, Труды ТГУ, Серия физическая, т.103, стр.203, 1965.
2. М.Ш.Кобахидзе, Радиотехника и электроника, т.15, вып.8, стр.1759, 1970.
3. А.Н.Крылов, Лекции о приближенных вычислениях, ГТИ, 1950.
4. А.А.Андронов, А.А.Витт, С.Э.Хайкин, Теория колебания, гл. IX, § 5, Физматгиз, 1959.



Յու ռոճաճաճ ԵանճոճԵաԵաճ ԵՆՆՆՆՆՆՆ ԲՆՆՆՆ
ՅՅՅՅՅՅՅ ՅՅՅՅՅՅՅՅ ՅՅՅՅՅՅՅՅ ՅՅՅՅՅՅՅՅ ՅՅՅՅՅՅՅՅ
Եաճճճճճճճ "ԲՆՆՆ ՅՅՅՅՅՅՅՅՅՅՅ"
ՅՅՅՅՅՅՅՅ

M.Kobakhidze

ABOUT ONE METHOD OF INTEGRATION OF THE
EQUATION OF ELECTRON MOBILITY IN THE GENERALIZED
CYLINDRIC DIODE INTERVAL OF SUPERHIGH FREQUENCIES
IN THE CASE OF "LARGE AMPLITUDES"

Թ. Զեքուցիլ, Թ. Մուրնի, Բ. Սարգսյան, Գ. Սարգսյան, Ե. Սարգսյան, Զ. Սարգսյան, Կ. Սարգսյան, Լ. Սարգսյան

ՈՒՆԵՐԱԿԱՆ ՏՈՒՆՎԱԿՈՒՄԻ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒՄ
ՎԵՐԱՅԻՆՈՒՄ

$\mathcal{N} \llbracket t \rrbracket$ ինտեգրալային մոդելների մասին հետազոտությունները և նրանց
մոտ ընդհանրացված մոտ մոդելների մասին \mathcal{N} մոդելները,
պատշաճ մոդեր ընտրելով դրանք մոտ մոդելների ընդհանուր դասերում
ևս կարող են ընդհանրացվել կոմպոզիցիոն մոդելների դասերում ևս
մոդելների դասերում.

\mathcal{N} մոտ մոդելների նախադրյալային մոդելների դասերում կոմպոզիցիոն
մոտ

$$\mathcal{N} = \mathcal{N}_0 + \alpha \mathcal{N} (1 + t),$$

ևս \mathcal{N}_0 արևի մոտ մոդելների դասերում մոտ մոդելները.

Որոշ մոտ մոդելների դասերում կոմպոզիցիոն մոտ մոդելների դասերում
ևս. մոտ մոդելների դասերում կոմպոզիցիոն մոտ մոդելների դասերում
ևս \mathcal{N} մոտ մոդելների մոտ մոդելների դասերում կոմպոզիցիոն
ևս մոտ մոդելների.

Սակայն, մոտ մոդելների դասերում կոմպոզիցիոն մոտ մոդելների դասերում
ևս մոտ մոդելների դասերում կոմպոզիցիոն մոտ մոդելների դասերում
ևս.

ևս
$$F(\mathcal{N}) = 1 - \exp\left\{-\frac{[\mathcal{N} - \mathcal{N}_s(t)] \gamma(t)}{\beta(t)}\right\},$$

ևս
$$\gamma(t) = \gamma_0 + \alpha t; \quad \beta(t) = \beta_0 + kt; \quad \mathcal{N}_s(t) = \mathcal{N}_s + ce^{-\alpha t}.$$

ևս մոտ մոդելների դասերում կոմպոզիցիոն մոտ մոդելների դասերում
ևս մոտ մոդելների դասերում կոմպոզիցիոն մոտ մոդելների դասերում
ևս մոտ մոդելների դասերում կոմպոզիցիոն մոտ մոդելների դասերում
ևս մոտ մոդելների դասերում կոմպոզիցիոն մոտ մոդելների դասերում

T մոտ մոդելների

$$P_T \{u_1 < \mathcal{N} < u_2\} = F_T(u_2) - F_T(u_1).$$

Ш.Л.Бебиашвили, О.М.Намичейшвили, Д.В.Гаскаров,
В.И.Гофман, Н.С.Кобуладзе, Г.А.Кучава, Дж.Ф.Гугушвили



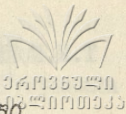
ПРОГНОЗИРОВАНИЕ НАДЕЖНОСТИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ

Sh,Bebiashvili, O,Namicheishvili, D,Gaskarov, V,Gofman, N,Kobuladze,
G,Kuchava, J,Gugushvili.

PROGNOSTICATION OF THE RELIABILITY OF INTEGRAL MICROCIRCUITS

ИССЛЕДОВАНИЕ $\pi d \rightarrow \pi' NN$ РЕАКЦИЙ В ОБЛАСТИ (3.3) РЕЗОНАНСА НА ОСНОВЕ ТРЕХЧАСТИЧНОГО КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОГО ПОДХОДА

Проведено исследование процессов рассеяния пионов на дейтроне с развалом дейтрона и перезарядкой в области (3.3) резонанса на основе трехчастичного квазипотенциального подхода, успешно использованного раньше для упругого πd рассеяния. В приближении однократного πN рассеяния с учетом нуклон-нуклонного взаимодействия в конечном состоянии рассчитаны интегральные и дифференциальные сечения развала дейтрона пионов и перезарядки, а также распределения по импульсу пиона. Показано, что эффект взаимодействия в конечном состоянии дает существенный вклад в сечения, но вместе с тем результаты мало зависят от внеэнергетического поведения t - матрицы NN взаимодействия. Разность между полным сечением и суммой интегральных сечений упругого и неупругого πd рассеяния составляет примерно 30% от полного сечения. Теоретические расчеты лишь качественно описывают имеющиеся экспериментальные данные по дифференциальным сечениям. Обсуждаются причины такого расхождения. Замечена зависимость результатов счета от способа интеграции. Предложен новый способ учета логарифмической сингулярности.



$Jd \rightarrow J'W$ რეაქციის ბრუნვის (3.3) რეზონანსის არეის
სამდონოვანი მახასიათებლების შესახებ

T. Kopaleishvili, A. Machavariani, G. Emelyanenko

STUDY OF $Jd \rightarrow J'W$ REACTIONS IN THE (3,3)
RESONANCE REGION WITHIN THE THREE-BODY QUASIPO-
TENTIAL APPROACH

${}^4\text{He}$ -РАССЕЯНИЕ В ОБЛАСТИ (3.3) РЕЗОНАНСА И
ВОПРОСЫ ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

В области (3.3) резонанса проведено исследование ${}^4\text{He}$ -рассеяния в рамках теории многократного рассеяния методом оптического потенциала первого порядка, с использованием разных формулировок теории-формулировки Ватсона и формулировки Кермана-Мак-Мануса-Талера. Различие результатов, получаемых в этих двух формулировках в импульсном приближении, используется для выбора наилучшего варианта импульсного приближения. Показано, что галилеево-инвариантное импульсное приближение явно лучше обычно используемого галилеево-неинвариантного импульсного приближения. Исследована также применимость приближения факторизации оптического потенциала в области (3.3) резонанса и показано, что применение такого приближения может привести к ложным представлениям о пион-ядерной динамике.

თ. კოპალეიშვილი, ვ. სხირტლადე

${}^4\text{He}$ -ბაბთავი (3.3) რეზონანსის არეში და მრავალჯერადი
ბაბთავის თეორიის საკითხები

T. Kopaleishvili, V. Skhirtladze

${}^4\text{He}$ - SCATTERING IN THE (3.3) RESONANCE REGION
AND SOME PROBLEMS OF MULTIPLE SCATTERING THEORY



О ЗАКОНЕ СОХРАНЕНИЯ ГЕОПОТЕНЦИАЛА ПРИ ПРОГНОЗЕ
ДЛЯ БАРОТРОПНОЙ АТМОСФЕРЫ С УЧЕТОМ ГОР

В данной работе дается численная модель краткосрочно-го прогноза геопотенциала баротропной атмосферы по полным уравнениям гидродинамики с учетом рельефа подстилающей поверхности.

Конечно-разностные аналоги уравнений гидродинамики решаются по численной схеме Лакса-Вендорфа на прямоугольной сетке с количеством узлов $26 \times 22 = 572$.

Количество прогноза оценивается с помощью средней относительной ошибки ξ по значениям геопотенциала в 80 центральных узлах сетки применительно к территории Кавказа. Показывается, что учет влияния рельефа способствует повышению качества прогноза. Значения потенциального вихря во всех точках сетки хорошо сохраняли в течение двух суток.

შ. ხვედელიძე

ბაროტროპული ატმოსფერული გეოპოტენციალის
პროგნოზის კანონის შესახებ მთის
ეფექტის გათვალისწინებით

Z. Khvedelidze

CONCERNING THE LAW OF CONSERVATION IN
PREDICTING THE GEOPOTENTIAL FOR BAROTROPIC ATMOSPHERE
WITH ACCOUNT OF THE MOUNTAIN EFFECT

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТЕОРЕМЫ И СПИРАЛЬНЫЕ АМПЛИТУДЫ t -КАНАЛА ДЛЯ КОМПТОН-ЭФФЕКТА НА МИШЕНИ СО СПИНОМ 1

Рассмотрено низкоэнергетическое поведение t -канальных амплитуд фотона на мишени со спином 1. Для получения низкоэнергетических теорем проанализирована кинематическая структура спиральных амплитуд. Имеются 12 независимых амплитуд. Низкоэнергетические теоремы в разных порядках по энергии фотона получены для 10 комбинаций спиральных амплитуд.

მ. ჩაველიშვილი

ქვემოთ განვიხილავთ t -ხელის
სპირალური ამპლიტუდების კინმატიკურ
1- სპინის შემთხვევაში

M. Chavleishvili

LOW-ENERGY THEOREMS AND t -CHANNEL HELICITY
AMPLITUDES FOR THE COMPTON EFFECT ON TARGET WITH
SPIN-1



НЕКОТОРЫЕ МАСШТАБНО-ИНВАРИАНТНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ
В ИНКЛЮЗИВНЫХ И ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ

В единой схеме изучены эксклюзивные реакции $a + A \rightarrow c(\rho) + (n_s - 1) + (N_n + 1)$, где наряду с частицей $c(\rho)$ регистрируется некоторое число ливневых частиц / n_s - пионов / и сильноионизирующих частиц / N_n - нуклонов /. Исследованы случаи, когда частицы a , $c(\rho)$ - лептоны и адроны, A - ядро или элементарная частица / $A = 1$ /.

Установлены соотношения между сечениями (структурными функциями) отмеченной, инклюзивной $a + A \rightarrow c(\rho) + (N_n + 1) + X$ и полуинклюзивной $a + A \rightarrow c(\rho) + (n_s - 1) + (N_n + 1) + X$ реакций; X - произвольная система адронов или фрагментов ядра.

С помощью методов размерного анализа и ренормализационной группы доказана справедливость следующих масштабнo-инвариантных /МИ/ закономерностей: в эксклюзивном канале реакции - модифицированный МИ /ММИ/ по множественности $(n_s - \alpha) / (\langle n(N_n, \rho) \rangle - \alpha)$ ($\langle n(N_n, \rho) \rangle$ - соответствующая ассоциативная множественность, α - параметр дисперсии, определенный условием $\langle n(N_n, \rho) \rangle - \alpha = \text{const}$) ММИ в среднем, МИ Бьеркена (для реакции $l + A \rightarrow e(\rho) + N_n + n_s$); в полуинклюзивном - ММИ по множественности.

Предсказаны следующие эффекты: в эксклюзивных реакциях - свойство роста и сужения максимумов нормированных сечений (структурных функций) по y , $P_1(x^B = \frac{\theta^2}{2y})$ с ростом

n_s, N_n ; слабая зависимость максимума ММИ функций по мно-
 жественности от N_n ; в реакции глубококонепругого элект-
 тророждения $\ell + A \rightarrow \ell'(\rho) + (A-1) + X$ (на совпадение регист-
 рируются лептон и спектаторное ядро) - сокращение числа
 независимых переменных в соответствии с модифицированным
 принципом автомодельности.

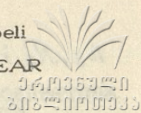
Объяснены следующие эффекты: в полуинклюзивной реак-
 ции - полиномиальный характер ММИ соотношения по множест-
 венности, в реакции $\ell A \rightarrow \ell'(\rho) + N_n + X$ (на совпадение ре-
 гистрируются лептон и число N_n нуклонов) - логарифми-
 ческое нарушение МИ Бьеркена.

D. Darbaidze

87802000 2628202000 0200000000 0000000000
 02000000 00 00000000 02000000 00000000

I. Darbaidze

SOME SCALE-INVARIANT REGULARITIES IN INCLUSIVE
 AND SEMI-INCLUSIVE REACTIONS



The quark model, suggested in ref. /1/, according to which a nucleus is considered to be a system of colourless three-quark clusters-nucleons, is generalized for the case when, apart from the nucleon states, the possibility of producing an excited nucleon and different isobar states is taken into account. Beginning with a given local quark-quark interaction potential, including a gluon exchange at small distances and a confinement at large distances, a baryon-baryon interaction potential is constructed within the framework of the model under consideration. This potential contains central, spin-spin and tensor parts and is basically nonlocal, due to the exchange character of this interaction, and has an interaction radius of the order of baryon r.m.s. radius.

1. D. Robson. Nucl. Phys. A308 (1978), 381.

თ. ბაბუციძე, თ. კოპალეიშვილი, ი. მაჩაბელი,
მ. ჩაჩხუნაშვილი

ბირთვების კვარკ-კლასტერული მოდელი და
ბირთვული ძალები

Т. Д. Бабуцидзе, Т. И. Копалейшвили, И. З. Мацабели
М. Ш. Чачхунашвили

КВАРК-КЛАСТЕРНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА И ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ



არასტაბილური სისტემა განხილულია არანერვალისებრი კვან-
ტური მუდგანის ფარგლებში.

სისტემას უზრუნველთ არასტაბილურს, თუ H ჰამილტონის ფუნ-
ქცია არ შეეძინა რამდენად სიდიდითა სრულ კრებულში და ექსპონენცი-
ალურად იზრდება η რეალური ცვლადი, რომელსაც აქვს რისკრეფი-
საქმიანი, არ კომუტირებს ჰამილტონთან $[H, \eta] \neq 0$ და ასევე არ
შეეძინა რამდენად სიდიდითა სრულ კრებულში.

როგორც წესი, სისტემის სრული ენერჯია უწყვეტ ექსპონენცი-
ალურად იზრდება. იმისათვის, რომ საშუალო კვანძობის გადამხრის ურთიერ-
ებად იყოს მიწოდებული როგორც ენერჯიის, ისე η რეალური ცვლ-
ადის ვარიაციის, საჭიროა დიფერენციალური განტოლება $|A\rangle$ ავტოგენ-
ერობის განტოლებას

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |A\rangle = [\alpha - i\gamma(\eta - \beta)] |A\rangle,$$

სადაც $\alpha = \bar{H}$, $\beta = \bar{\eta}$ და γ არის მუდმივობა.

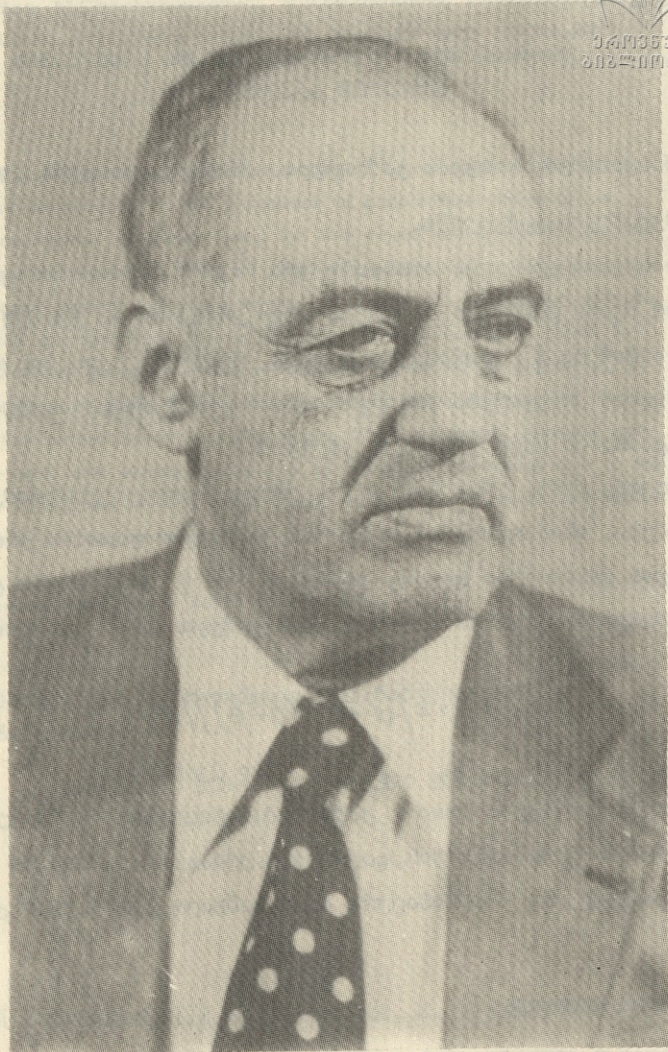
ამრიგად მიღებულია რეალური განტოლება არასტაბილური სისტემის
დიფერენციალური განტოლების, დაქვანობის ურთიერების ფორმული ნიშ-
ანების საფუძველზე - მიწოდებული იყოს საშუალო კვანძობის გად-
ამხრა.

П. И. Маргвелашвили

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ НЕСТАБИЛЬНЫХ КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИХ
СИСТЕМ

P. Margvelashvili

SOME QUESTIONS OF NONSTABLE QUANTUM MECHANICAL
SYSTEMS



Г. Р. Хуцишвили
(1921-1979)



6-го августа 1979 г. после тяжелой болезни в возрасте 58 лет скончался видный советский физик, один из основоположников теории магнитного резонанса в твердых телах, заведующий теоретическим отделом Института физики АН СССР, профессор кафедры теоретической физики Тбилисского государственного университета, доктор физико-математических наук, член-корреспондент АН СССР Гиви Ражденевич Хуцишвили.

Г.Р.Хуцишвили родился 11 января 1921 года в г.Тбилиси, в семье известного грузинского ученого профессора Раждена Хуцишвили, одного из основоположников теоретической физики в Грузии, ученика Макса Планка. В 1942 году Г.Р.Хуцишвили оканчивает физико-математический факультет Тбилисского государственного университета, а в 1946 году защищает кандидатскую диссертацию. В дальнейшем он успешно совершенствует свои знания под руководством одного из крупнейших физиков нашего времени Льва Ландау и вскоре становится одним из достойных представителей его школы. В 1955 году Г.Р.Хуцишвили защищает докторскую диссертацию.

Г.Р.Хуцишвили был теоретиком широкого диапазона. Он работал и по физике космических лучей (кандидатская диссертация), и по физике элементарных частиц, но наиболее важны его результаты по радиоспектроскопии конденсированных сред, получившие широкий международный резонанс и выдвинувшие ученого в ряды ведущих специалистов мира.

Своей докторской диссертацией Г.Р.Хуцишвили заложил основы современных представлений о диффузии и релаксации

ядерных спинов в конденсированных средах. Задача спиновой диффузии сначала была решена им (1954) без учета диффузионного барьера, а позднее (1962 г.) он дал полное ее решение, учитывающее барьер. В 1971 году Гиви Хуцишвили (с сотрудниками) лоббировал теорию релаксации ядер в кристалле с магнитной примесью. За этот цикл работ ему была присуждена Государственная премия Грузинской ССР за 1977 год.

В 1968-70 гг. Г.Р.Хуцишвили создает цикл работ по дискретному насыщению электронного парамагнитного резонанса, открытого группой экспериментаторов Тбилисского государственного университета (Т. Санадзе, Б.Берулава и др.). Эти работы были удостоены премии им. П.Меликишвили за 1970 год.

Г.Р.Хуцишвили является одним из авторов метода поляризации ядер ферромагнитных атомов, предложенного им еще в 1955 году независимо от английского физика Н.Кёрти.

Г.Р.Хуцишвили являлся членом научных советов по физике низких температур, по теории твердого тела, по радиоспектроскопии конденсированных сред отделения общей физики и астрономии АН СССР и председателем проблемно-координационного совета по физике твердого тела АН ГССР

Г.Р.Хуцишвили поддерживал тесные связи с ведущими научными центрами США, Англии, Франции, Голландии, Финляндии и др., куда его неоднократно приглашали для чтения лекций. Он был членом комитета европейского общества "Ампер" и членом редколлегии международного журнала "Физика".

Ученому принадлежит особая заслуга в развитии физики в Грузии. Он был одним из основоположников современной теоретической физики в нашей республике и внес неоценимый вклад в подготовку научных кадров. В течение десятков лет он вел

в Тбилисском государственном университете систематические курсы теоретической физики, проводил лекции для научных сотрудников и преподавателей по различным вопросам современной физики. Его лекции всегда отличались глубиной и ясностью мысли, простотой изложения. Он выступал и с популярными докладами в самых разнообразных аудиториях, читал курсы лекций в педагогических институтах Батуми, Телави и Гори. Г.Р.Хуцишвили воспитал не одно поколение грузинских физиков, многие из его учеников в настоящее время являются ведущими специалистами в самых различных отраслях. Своей неутомимой деятельностью ученый во многом способствовал зарождению и развитию целого ряда областей физики в нашей республике. Он оказывал огромную помощь и средним школам во многих дальних районах Грузии, в том числе и в своем родном.

Большой ученый, человек высокой честности и ответственности, требовательный ко всем и, прежде всего, к самому себе, Г.Р.Хуцишвили навсегда останется в памяти своих коллег, друзей, многочисленных благодарных учеников и всех, знавших его лично.

Редколлегия



19353210
2022010333

| | |
|---|----|
| 1. Н.С.Васильева-Вашакмадзе - Устойчивые состояния прост- | 5 |
| 2. Д.А.Хачидзе, И.Б.Баумберг, А.Г.Джиджеишвили, В.Б.Са- | |
| хелашвили, М.Б.Баумберг, Л.А.Магламян, | |
| И.Г.Цагареишвили, М.И.Чилашвили - | |
| Разработка реверсивного адресного счет- | |
| чика на ДМОП -транзисторах | 16 |
| 3. Д.К.Квавадзе, Г.М.Хочолава, З.С.Шарадзе - К вопро- | |
| су о механизме ионосферных возмущений | |
| на средних широтах | 32 |
| 4. В.Г.Джакели, З.С.Качлишвили - О вычислении подвижно- | |
| сти горячих электронов при рассеянии на | |
| ионах примеси | 54 |
| 5. Г.А.Бегелури, Д.Ф.Курдгелаидзе - Нелептонные слабые | |
| распады мезонов в кварковой модели | 68 |
| 6. Д.К.Квавадзе, М.И.Тевдорашвили - Дифракционное по- | |
| ле электромагнитных волн вблизи про- | |
| водящих цилиндров | 82 |
| 7. Е.А.Сакварелидзе, Р.А.Гоциридзе - К оценке глубинных | |
| температур земной коры для некоторых | |
| районов Грузии | 92 |

Научная конференция Тбилисского ордена Трудового Красного
Знамени Государственного университета (28-30,У-1979).

Аннотации докладов, прочитанных на физической секции 100

Г.Р.Хуцишвили (некролог) 139



ქართული
ლიბრარი

1. ნ. ვასილიძე - ვაშაყმაძე - ნარკვევი სისტემების მიგრაციის
ციკლომარეობა. 13

2. ჯ. ხაჩიძე, მ. შაჰმუხრამი, ა. ჯიჯიშვილი, ვ. სახელაძე, მ.
შაჰმუხრამი, დ. მადლიანი, ნ. ცაგარეიშვილი,
მ. ჭილაძე - რევერსიული მთვლეელი რე-
გრაციის ფორმები. 27

3. პ. ყვავაძე, ვ. ხოჭოლაძე, მ. შირაძე - სამუდამო განდევნების
დაბრუნების იმპროვიზირებული მეთოდების ნეკ-
ნოზის შესახებ. 43

4. გ. ჯაფარი, მ. ქაჩიანი - მიგრაციული იმპულსების განვიწყობი-
ლი ცხელი ელექტრონების დერაფობის შესა-
ხებ. 62

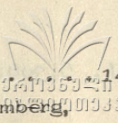
5. ვ. ბეჟღელი, პ. კურდელიანი - მიგრაციის სუსტი არაღებულ-
ნიური დაბრუნების კვარკული მოდელები. 80

6. პ. ყვავაძე, მ. ლევიტაშვილი - ელექტრომაგნიტური ვალდების
დინამიკური ველი გამგარე ცილინდრების ახლო
გონაში. 85

7. ქ. საყვარელიძე, რ. გოცირიძე - დეპონირების ექსპონის სიღრმითი
გემპროვაციების მიზანდასახული საქარტველის გონ-
ვირთი რეკონსტრუქციის. 98

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენისა და სახელმწიფო
უნევერსიტეტის სამეცნიერო კონფერენციის (28-30, V-1979). ტი-
ბილისის სემინარზე წაკითხული მოხსენებების ანოტაციები. 100

გ. ხუციშვილი (ნეკროლოგი). 139



| | |
|--|-----|
| 1. N.Vasilyeva-Vashakmadze - Stable state of simple systems | 14 |
| 2. D.Khachidze, I.Baumberg, A.Jije ishvili, V. Sakhelashvili, M.Baumberg, L.Maglamyán, L.Tsagareishvili, M.Chilashvili - Development of reversible address counter microcircuits on CMOS - transistors | 28 |
| 3. D.Kvavadze, G.Khocholava, Z. Sharadze - On the mechanism of iono- sphere disturbances at middle latitudes | 44 |
| 4. V.Jakeli, Z.Kachlishvili - On the estimation of hot electron mobility due to impurity ion scattering | 62 |
| 5. G.Begeluri, D.Kurdgelaidze- Nonleptonic weak decays of mesons in quark model | 81 |
| 6. D.Kvavadze, M.Tevdorashvili - The diffraction field of electromagnetic waves near conducting cylinders | 86 |
| 7. E.Sakvarelidze, R.Gotsiridze - Estimation of the 'crustal temperatures' for some regions of Georgia | 99 |
| Scientific Conference of Tbilisi State University (May 28-30,1979). | |
| Abstracts of papers read at the Physics Section | 100 |
| G.Khutsishvili (obituary) | 139 |

Редактор издательства Л. Абуашвили

Подписано в печать 12.12.79. УЭ 05789
 Бумага 60x84 Усл.печ.л.9 Уч.изд.л.5,46
 Тираж 300 Заказ 4267
 Цена 55 коп.
 თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა,
 თბილისი, 380028, ი.ჭავჭავაძის ქუჩის 14.

Издательство Тбилисского университета,
 Тбилиси, 380028, пр.И. Чавчавадзе, 14.
 საჯ.სსრ ბეგნიერებათა აკადემიის სტამბა,
 თბილისი, 380060, კუჭუბოკის ქ.119
 Типография АН СССР, Тбилиси, 380060,
 ул.Кутузова, 19.

ՀԱՅԿԱՅԵԱՆ ՆՈՋԱՌԱՐՈՒՄՆԵՐ
ԿՈՒՆԵՐԱԿԱՆ ԳՐԱԴԱՐԱՆ
ԿՈՒՆԵՐԱԿԱՆ ԳՐԱԴԱՐԱՆ
1/2 317 1980
ԿՈՒՆԵՐԱԿԱՆ ԳՐԱԴԱՐԱՆ
19.V ԳՐԱՆ

86-79

80-377

ՅԵՐԱԿԱՆԱԿԱՆ
ՆՈՒՆԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

08 1/8

V.B.