



# ფიზიკა

თბილისი 1977

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა

Издательство Тбилисского университета

TBILISI UNIVERSITY PRESS

ТРУДЫ ТБИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

188

Ф И З И К А  
P H Y S I C S

Т Б И Л И С И 1977 T B I L I S I

ժՅՈՂՈՍՈՆ ՄԵՈՅՎԱԿՍՆՈՅԱՆ ԹՄՈՂԱՅԻՆ

188

Ջ Ո Յ Ո Յ Յ

ժՅՈՂՈՍՈՆ 1977

თ. კოპალეიშვილი (რედაქტორი), ნ. პოლიევქოვ-ნიკოლადე, თ. სანაძე,  
ბ. ქაჩიშვილი, დ. ყვავაძე (მდივანი), დ. ჩხაიძე

Р е д а к ц и о н н а я    к о л л е г и я

З. С. Качлишвили, Д. К. Квавадзе /секретарь/, Т. И. Копалеишвили  
/редактор/, Н. М. Полиевктов - Николадзе, Т. И. Санадзе,  
Л. Б. Чхаидзе.

EDITORIAL BOARD

L.Chkaidze, Z.Kachlishvili, T.Kopaleishvili (editor), D.Kvavadze, (sec-  
retary), T.Sanadze, N.Polievctov - Nikoladze.

გამომცემლობის რედაქტორი დ. აბუაშვილი

გადაეცა წარმოებას 14/VI-77

ხელმოწერილია დასაბეჭდად 8/VI-77

ქაღაღის ფორმატი 60 X 84

ნაბეჭდი თაბახი 8,25

სააღრიცხვო-საგამომცემლო თაბახი 5,53

შეკვეთა 2720

უე 01585

ფირაჟი 300

ფასი 60 კპ,

---

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

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

საქ. სსრ მეცნ. აკად. სტამბა,  
თბილისი, 380060, კუტუზოვის 19.  
Типография АН Груз. ССР,  
Тбилиси, 380060, ул. Кутузова, 19.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

188, 1977

РЕГУЛЯРИЗОВАННЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ И СПЕКТР  
РАДИАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ  $\Psi$  - ЧАСТИЦ

Ш.И.Вашакидзе, А.А.Хелашвили

Картина связанного "очарованного" кварка и антикварка или чармония [1] представляет огромный интерес для изучения динамики сильных взаимодействий. Хотя простые нерелятивистские модели чармония не могут претендовать на окончательную динамическую картину, тем не менее их рассмотрение может пролить свет на фундаментальные идеи, касающиеся взаимодействия кварков. В последнее время основное внимание уделяется потенциалам, соответствующим т.н. асимптотической свободе [2]. Такие потенциалы на малых расстояниях стремятся к нулю. К тому же предполагается, что кварки заключены внутри адрона, т.е. потенциалы растут на больших расстояниях. Типичным примером такого рода является линейный потенциал,  $V_0(r) = gr$ , который применяется во многих исследованиях [1]. Линейный потенциал удовлетворительно передает основные качественные черты спектра чармония [1], однако возбужденные уровни удаляются очень быстро, что не соответствует действительности.

В данной заметке мы рассмотрим потенциал

$$V_{\mu}(r) = \frac{g}{\mu} (e^{-\mu r} - 1), \quad g > 0, \quad \mu > 0$$



мотивируя тем, что при  $\mu > 0$  он переходит в линейный потенциал  $V_0(r) = gr$ . Потенциал (I) имеет наглядный физический смысл — он соответствует линейному потенциалу, регуляризованному в инфракрасной области. Параметр  $\mu$  можно понимать как инфракрасное образование. Конечные значения параметра  $\mu$  отвечают массе глюона.

Потенциал типа (I) возникает, например, в двумерной хромодинамике [3], в теории релятивистских струн [4]. В четырехмерном случае пространства Минковского можно построить квантование неабелевых калибровочных полей Янга-Миллса таким способом, чтобы функция Грина калибровочного поля в статическом (кулоновском) приближении давала экспоненциальную яму [5]. Потенциал (I) отвечает асимптотически свободным теориям  $[V_{\mu}(r=0) = 0]$ , однако при сколь угодно малых, но конечных  $\mu$ , он не дает заключения кварков. Отметим также, что для  $S$ -волны уравнение Шредингера с потенциалом (I) решается точно, поэтому интересно обсудить закономерности в полученном спектре.

Регулярное решение радиального уравнения Шредингера для  $s$ -волны, удовлетворяющее граничным условиям  $\chi_0(0) = \chi_0(\infty) = 0$  имеет вид функции Бесселя

$$\chi_0(r) = A J_q(c e^{-\frac{1}{2}\mu r}) \quad (2)$$

Здесь  $A$  — нормировочная постоянная, а

$$c \equiv \sqrt{\frac{8mg}{\mu^3}}, \quad q \equiv \sqrt{\frac{8m\mathcal{E}}{\mu^2}}, \quad (3)$$

где  $m$  - приведенная масса, а  $\mathcal{E} = \frac{q}{\mu} - E$  ( $E < \frac{q}{\mu}$  для дискретного спектра). Граничное условие  $\chi_0(0) = 0$  приводит к уравнению на собственные значения

$$J_q(c) = 0 \quad (4)$$

Поскольку

$$q = c \sqrt{1 - \frac{\mu}{g} E}, \quad (3^I)$$

очевидно для  $E < \frac{q}{\mu}$  имеем  $q < c$ . В таком случае в уравнении (4) имеются корни - нули функции Бесселя. В общем случае нахождение нулей функции  $J_q(c)$  весьма сложная задача. Мы воспользуемся тем, что  $\mu$  - малый параметр. Из формул (3) очевидно, что при  $\mu \rightarrow 0$ ,  $c, q \rightarrow \infty$ , поэтому воспользуемся асимптотической формулой для функций Бесселя для больших значений аргумента и индекса [6]

$$J_p(x) = \sqrt{\frac{x}{2\rho w}} \left[ J_{\frac{1}{3}}(z) + J_{-\frac{1}{3}}(z) \right], \quad x > \rho \gg 1, \quad (5)$$

где

$$z = p(\omega - a z c t g \omega), \quad \omega = \sqrt{\frac{x^2}{\rho^2} - 1}. \quad (5^I)$$

В нашем случае

$$\omega = \sqrt{\frac{\mu}{g} \frac{E}{1 - \frac{\mu}{g} E}},$$

т.е. при  $\mu \rightarrow 0$  имеем  $\omega \rightarrow 0$  и  $z \approx \rho \frac{\omega^3}{3}$ . Поэтому уравнение (4) сводится к нахождению нулей функции Эйри



$$A_i(-\xi) = \sqrt{\frac{\xi}{3}} \left[ J_{\frac{1}{3}}\left(\frac{2}{3}\xi^{\frac{3}{2}}\right) + J_{-\frac{1}{3}}\left(\frac{2}{3}\xi^{\frac{3}{2}}\right) \right],$$

где

$$\xi = \sqrt[3]{\frac{2m}{g^2}} \frac{E}{\left(1 - \frac{\mu}{g}E\right)^{\frac{2}{3}}}, \quad (7)$$

а для нулей  $\xi = \lambda_n$  функции Эйри существуют таблицы.

Очевидно, при  $\mu \rightarrow 0$  приходим к результатам линейного потенциала, но при сколь угодно малом ненулевом значении  $\mu$  природа энергетического спектра существенно отличается.

Для изучения спектра возбужденных состояний  $\Psi$ -частицы исходным является формула

$$\lambda_n = \sqrt[3]{\frac{m_c}{g^2}} \frac{E_n}{\left(1 - \frac{\mu}{g}E_n\right)^{\frac{2}{3}}}, \quad n=1, 2, 3, \dots, \quad (8)$$

где  $m_c$  — масса "очарованного" кварка, а энергия  $n$ -го возбужденного состояния  $E_n$  связана с массой  $n$ -го возбуждения  $\Psi$ -частицы  $M_n$  соотношением

$$M_n = 2m_c + E_n \quad (9)$$

Формула (8) является трехпараметрической. В качестве исходных данных мы взяли следующие хорошо установленные массы [7]

$$M_1 = 3095 \text{ Мэв}, \quad M_2 = 3684 \text{ Мэв}, \quad M_3 = 4415 \text{ Мэв}$$

По этим данным были определены значения параметров

$$m_c = 1056,5 \text{ Мэв}, \quad \sqrt[3]{\frac{m_c}{g^2}} = 0,002069 (\text{Мэв})^{-1}, \quad \frac{\mu}{g} = 0,000179 (\text{Мэв})^{-1}$$

т.е. для глубины ямы получаем

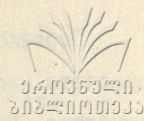
$$\frac{g}{\mu} = 5586,6 \text{ Мэв}$$

Перечисленные значения параметров были использованы для расчета нескольких высших возбуждений. Результаты приведены в таблице. В этой же таблице мы приводим соответствующие значения масс, полученных в работе [8] на основе представления о  $\Psi$ -частице как реджизованном неабелевом калибровочном бозоне.

Частицы	Экспериментальные массы (Мэв)	Результаты работы [8]	Вычисления по формуле (8)
$\Psi$	$3095 \pm 4$	исходное	исходное
$\Psi'$	$3684 \pm 5$	исходное	исходное
$\Psi''$	$4100$ (?)	$4106 \pm 6$	4095
$\Psi'''$	$4415 \pm 7$	$4427 \pm 6$	исходное
$\Psi^{IV}$		$4677 \pm 6$	4658
$\Psi^V$		$4878 \pm 7$	4869
$\Psi^{VI}$		$5042 \pm 7$	5048

Отметим основные характерные черты полученного спектра:

- (а) расстояние между уровнями монотонно уменьшается (а не увеличивается, как в случае линейного потенциала) по мере роста порядка возбуждения;
- (б) имеется бесконечное количество резонансов. По мере приближения к поверхности ямы расстояние между соседними уровнями становится все меньше и меньше. Поверхность ямы  $E_n = \frac{g}{\mu}$  является точкой сгущения. При  $E_n \rightarrow \frac{g}{\mu}$  аргумент функции Эйри стремится к бесконечности. Поэтому можно пользоваться асимптотическим свойством нулей высокого порядка функции Эйри [9]



$$\lambda_n = \left[ \frac{3\pi}{4} \left( 2n - \frac{1}{2} \right) \right]^{2/3},$$

что для масс с  $n \gg 1$  дает

$$M_n = 2m_c + \frac{g}{\mu} \left[ 1 - \frac{8}{3\pi} \sqrt{\frac{gm_c}{\mu^3}} \frac{1}{4n-1} \right] \quad (10)$$

Отсюда видно, что  $M_n$  растет монотонно с  $n$  и, кроме того,  $M_0$  есть конечная величина. Поэтому, следуя работе [10], можно ожидать, что данная модель приведет к масштабно-инвариантному поведению кварк-антикваркового связанного состояния типа Шредингера и, следовательно, будет дуальной к партонной модели. Таким образом, оказывается, что среди потенциалов, не обеспечивающих заключения кварков, но согласующихся с дуальной моделью, кулоновский потенциал не является исключением;

(в) в нашей модели наблюдается удивительная близость к результатам модели реджизованного калибровочного векторного бозона, хотя ничего общего с ней, на первый взгляд, не имеется. Это сходство может быть совершенно случайным, однако не исключено и обратное, поскольку потенциал (I) относится к классу суперпозиции юкавских потенциалов, для которых доказывается представление Мандельстама и асимптотика Редже. Поэтому потенциал (I) может служить нерелятивистской моделью квантовой теории реджизованного калибровочного поля. Исследование данного вопроса связано с рассмотрением ненулевых значений орбитального момента и заслуживает теоретического внимания.

Поступило 1. XII. 76.

Проблемная лаборатория  
ядерной физики высоких  
энергий

1. T. Appelquist et al., Phys. Rev. Lett., 365 (1975);  
E. Eichten et al., Phys. Rev. Lett., 43, 369 (1975);  
B.J.Harrington et al., Phys. Rev.Lett., 34, 706 (1975).
2. H.D.Politzer, Phys. Rev. Lett., 30, 1346 (1973);  
D. J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett., 30, 1348 (1973).
3. G. 't Hooft, Nucl. Phys., B 75, 461 (1974);  
G. G. Callan, N. Coote, D. J. Gross, Phys. Rev., D 13, 1649 (1976).
4. P. Olsen, Phys. Lett., 508, 255 (1974).
5. S. Blaha, CLNS - 294 (1974).
6. Г.Бейтман, А.Эрдейн, Высшие трансцендентные функции, т.2,  
"Наука", 1966, стр.103.
7. G. Feldman, Conference on Quarks and New Particles, Irvine, California  
(1975).
8. M. Arik, BNL - 21071 (1976).
9. З.Флэгге, Задачи по квантовой механике, т.1, "Мир", 1974.
10. M.Krammer, P. Leal Ferreira, Rev. Bras, de Fesica, 8, 7 (1976).



რეგულარიზებული წრფიანი პოტენციური და  $\psi$ - ნაწილაკების  
რადიალური აღგზნების სპექტრი

რ ე ზ ი თ ე

განვიხილოთ ჩარმონიუმის სპექტრის განსაზღვრის ამოცანა  
შრედინგერის ტერმინალიზებული ურთიერთქმედებას აქვს წრფიანი პოტენ-  
ციურის მოდიფიცირებული სახე

$$V_{\mu}(r) = -\frac{g}{\mu}(e^{-\mu r} - 1)$$

საკუთარი მნიშვნელობების სპექტრი რთულიც მიიღება ან  
იმყოფება წინასაღმძებრობაში ექსპერიმენტთან და კარგი სიმსუსტით  
ემთხვევა რეკონსტრუირებული ფორმული ვეგტორული ბოზონის მოდელში მი-  
ღებულ შედეგებთან.

Sh. Vashakidze, A. Khelashvili

REGULARIZED LINEAR POTENTIAL AND RADIAL EXCI-  
TATIONS OF THE  $\psi$ - PARTICLES

S u m m a r y

The problem of determining of the spectrum of charmonium is  
considered in the Schrodinger formalism. Interaction takes the form  
of a modified linear potential

$$V_{\mu}(r) = -\frac{g}{\mu}(e^{-\mu r} - 1)$$

The obtained spectrum does not contradict the experimental data and  
fits the spectrum derived from the model of the Reggeized gauge vec-  
tor boson.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета  
188, 1977

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ  
В ОБЛАСТИ НАСЫЩЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГ-  
НИТНОМ ПОЛЕ

\* Д. П. Бхаттачарья, З. С. Качлишвили

I. Введение

Изучение зависимости концентрации носителей тока от напряженности приложенного электрического поля важно, поскольку эта зависимость является одной из причин нелинейности в полупроводниках. Указанная зависимость и соответствующие гальваномагнитные характеристики в области насыщения концентрации изучены в /1/. Эти вычисления, однако, проведены только для частного случая, когда импульс и энергия горячих носителей передается акустическим фононам.

В настоящей работе полевая зависимость концентрации носителей тока и соответствующие гальваномагнитные характеристики вычисляются в общем случае для любых механизмов квазиупругого рассеяния энергии и импульса в области полей, соответствующих насыщению концентрации носителей при наличии поперечного сильного

\* Постоянный адрес: В. К. С. College, Calcutta - 700-035, India.

или слабого магнитного поля. Для определенных же механизмов рассеяния исследование проведено для любого отличного от ну-ля магнитного поля. Вычислены также критические поля, соответствующие насыщению концентрации носителей тока, и определена их связь с соответствующими пробивными полями.

В отличие от работы /1/ вычисления проведены с использованием как каскадной теории захвата Лэкса /2/, так и для степенного закона рекомбинации /3/.

## 2. Вычисление полевой зависимости концентрации носителей тока

Неравновесная концентрация электронов проводимости  $n$  при наличии сильного ( $\alpha_{ik} \gg 1$ ) электрического  $\vec{E}$  и поперечного магнитного  $\vec{H}$  полей, когда процессом тепловой ионизации можно пренебречь по сравнению с ударной ионизацией, дается в виде /4/

$$n = (N_D - N_A) \frac{1 - \frac{N_A}{N_D - N_A} \cdot \frac{B_{T,E}(H)}{A_{I,E}(H)}}{1 + \frac{B_{T,E}(H)}{A_{I,E}(H)}} \quad (I)$$

Здесь  $B_{T,E}(H)$ ,  $A_{I,E}(H)$  - коэффициенты тепловой рекомбинации и ударной ионизации соответственно,  $N_A$  и  $N_D$  - концентрация акцепторных и донорных примесей,

$$\alpha_{ik} = \frac{(e \ell_i^0 E)^2}{3(k_0 T)^2} \frac{\tilde{\ell}_k^0}{\ell_i^0} \equiv \left( \frac{E}{E_{ik}^0} \right)^2$$

Вычисляя  $B_{T,E}(H)$  и  $A_{I,E}(H)$  по схеме работы /3/ в случае степенного закона рекомбинации и для приложенного поля  $E_x > (E_{ik}^0)_x$  имеем



$$n = (N_b - N_A) \left\{ 1 - \frac{N_b}{N_b - N_A} \sigma^0 \left( \frac{v_i^J}{\alpha_{ik} \xi} \right)^{2\xi} \frac{\Gamma\left(\frac{2-z}{\xi}\right)}{\Gamma\left(\frac{2}{\xi}\right)} \right\},$$

где  $(E_{ik}^0)_1 \equiv \frac{v_i^{J'}}{\xi^{1/2}} \left[ \sigma^0 \frac{\Gamma\left(\frac{2-z}{\xi}\right)}{\Gamma\left(\frac{2}{\xi}\right)} \right]^{\frac{\xi - J' t}{2\xi}} \cdot E_{ik}^0$ ,  $v_i = \frac{(e H l_i^0)^2}{2 m c^2 k_0 T} \equiv \left( \frac{H}{H_i^0} \right)^2$

$\xi = \xi_1 \equiv 1 - \frac{t + t_0}{2}$  и  $J = 0$  для слабого магнитного поля;

$\xi = \xi_2 \equiv 1 + \frac{t - t_0}{2}$  и  $J = 1$  для сильного магнитного поля.

Значения  $t$  и  $t_0$  для всех известных механизмов рассеяния приведены в /1/.  $\sigma^0 = \frac{\sigma_r^0}{\sigma_r^0}$ ;  $\sigma_r(x) = \sigma_r^0 x^{-z}$  ( $z > 0$ );  $\sigma_r(x) = \sigma_r^0$ .

$J' = 1$  в сильном магнитном поле, в режиме заданного поля и  $J' = 0$  во всех остальных случаях.  $J'' = 1$  в сильном магнитном поле, в режиме заданного тока и  $J'' = 0$  во всех остальных случаях /1/. Остальные обозначения общепринятые.

В случае каскадного захвата, при  $E_x > (E_{ik}^0)_2$

$$n = (N_b - N_A) \left\{ 1 - \frac{N_b}{N_b - N_A} b_1 \left( \frac{v_i^J}{\alpha_{ik} \xi} \right)^{2\xi} \ln \left( \frac{\gamma^{\xi} \alpha_{ik} \xi}{\delta_0^{\xi} v_i^J} \right) \frac{1}{\xi} \right\}, \quad (3)$$

где  $(E_{ik}^0)_2 \equiv \frac{v_i^{J'}}{\xi^{1/2}} \left[ \frac{b_1}{\Gamma\left(\frac{2}{\xi}\right)} \ln \left\{ \frac{\gamma^{\xi}}{\delta_0^{\xi}} \left( \frac{\xi}{\xi} \right)^{\frac{\xi - J' t}{\xi}} \cdot \left( \frac{E_x}{E_{ik}^0} \right)^{\frac{2\xi}{\xi - J' t}} \right\} \right]^{\frac{\xi - J' t}{4}}$

$b_1 = \frac{4^5}{6} \frac{\sigma_r}{\sigma_r^0} \frac{1}{\gamma^4}$ ,  $\gamma = \frac{2 k_0 T}{m s^2}$ ,  $s$  - скорость звука,  $\delta_0$  играет



роль энергии связи и дается в зависимости от  $\mathcal{U}$  в /2/, 6/ -  
 постоянная с размерностью сечения.

УДК 621.372.6  
 621.372.6  
 621.372.6

Вышеприведенные результаты справедливы для тех механизмов рассеяния, для которых функция распределения нормируема, т.е. для которых  $\xi > 0$ . Отдельно будем вычислять  $B_{T,E}(H)$  и  $A_{T,E}(H)$  для тех механизмов рассеяния, для которых условие  $\xi > 0$  нарушается:  $\xi_1 = 0$ , т.е.  $t + t_0 = 2$ . Сочетание этих механизмов рассеяния замечательно тем, что для них вычисления проводятся точно для любого, отличного от нуля магнитного поля /5/. Вычисляя кинетические коэффициенты с использованием соответствующей функции распределения /3/, в случае степенного захвата, при  $E_x > (E_{ik}^0)_3$ , имеем

$$n = (N_D - N_A) \left\{ 1 - \frac{N_D}{N_D - N_A} \sigma^0 \left( \frac{v_i}{\alpha_{ik} t} \right)^{\frac{2}{t}} \frac{\Gamma(\frac{2-t}{t})}{\Gamma(\frac{2}{t})} \right\}, \quad (4)$$

$$(E_{ik}^0)_3 \equiv \left\{ \frac{t}{v_i} \left( \sigma^0 \frac{\Gamma(\frac{2-t}{t})}{\Gamma(\frac{2}{t})} \right)^{-\frac{t}{2}} + J^m b \right\}^{-\frac{1}{2}} E_{ik}^0, \quad b = t \cdot \frac{\Gamma^2(\frac{2t+3}{2t})}{\Gamma^2(\frac{t+3}{2t})}$$

$J^m = 1$  в режиме заданного тока и  $J^m = 0$  в режиме заданного поля.

В случае каскадной рекомбинации при  $E_x > (E_{ik}^0)_4$  получаем:

$$n = (N_D - N_A) \left\{ 1 - \frac{N_D}{N_D - N_A} b \left( \frac{v_i}{\alpha_{ik} t} \right)^{\frac{2}{t}} \ln \left( \frac{\gamma^t t \alpha_{ik}}{S_0^t v_i} \right) \frac{1}{\Gamma(\frac{2}{t})} \right\}, \quad (5)$$

$$(E_{ik}^0)_4 = \left[ \frac{t}{\nu_i} \left\{ b, \ln \left( \frac{\nu^t t}{\nu_i \delta_0^t \left( \frac{E_{ik}^2}{E_x^2} - \mathcal{F}'' b \right)} \right) \cdot \frac{1}{\Gamma\left(\frac{2}{t}\right)} \right\}^{-\frac{t}{2}} + \mathcal{J}''' b \right]^{-\frac{1}{2}}$$

### 3. Гальваномагнитные характеристики

Для вычисления проводимости и константы Холла используются выражения для подвижностей, приведенные в /1/. Как известно /1/, зависимость гальваномагнитных характеристик от приложенного электрического поля существенно меняется при изменении режима эксперимента. В режиме заданного поля для любого магнитного поля и в режиме заданного тока в слабом магнитном поле гравитационное поле равно приложенному ( $E \approx E_x$ ). Поэтому в случае "степенного захвата" в слабом магнитном поле в обоих режимах

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_b - N_A}{n_0} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+5}{2}\right)} \frac{\Gamma\left(\frac{5-t}{2\xi_1}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2\xi_1}\right)} \left(\frac{E}{\xi_1}\right)^{\frac{t+2\xi_1}{2\xi_1}} (\alpha_{ik}^x)^{\frac{t}{2\xi_1}} \left\{ 1 - \frac{N_b}{N_b - N_A} \beta^0 \left( \frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_1} \right)^{\frac{2}{\xi_1}} \frac{\Gamma\left(\frac{2-t}{\xi_1}\right)}{\Gamma\left(\frac{2}{\xi_1}\right)} + \right. \\ \left. + \nu_i (\alpha_{ik}^x \xi_1)^{\frac{t}{\xi_1}} \mathcal{J}_1 \right\} \quad (6)$$

где

$$\mathcal{J}_1 = \left\{ \frac{\Gamma^2\left(\frac{5+t-t_0}{2\xi_1}\right)}{\Gamma^2\left(\frac{5-t}{2\xi_1}\right)} - \frac{\Gamma\left(\frac{5-2t-t_0}{2\xi_1}\right)}{\Gamma\left(\frac{5-t}{2\xi_1}\right)} \right\}$$

В сильном магнитном поле: в режиме заданного поля

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_b - N_A}{n_0} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+5}{2}\right)} \frac{\Gamma^2\left(\frac{5+t-t_0}{2\xi_2}\right) \left(\frac{E}{\xi_2}\right)^{\frac{t+2\xi_2}{2\xi_2}}}{\Gamma\left(\frac{5-t_0}{2\xi_2}\right) \Gamma\left(\frac{3}{2\xi_2}\right)} (\alpha_{ik}^x)^{\frac{t}{2\xi_2}} \times \quad (7) \\ \times \left\{ 1 - \frac{N_b}{N_b - N_A} \beta^0 \left( \frac{\nu_i}{\alpha_{ik}^x \xi_2} \right)^{\frac{2}{\xi_2}} \frac{\Gamma\left(\frac{2-t}{\xi_2}\right)}{\Gamma\left(\frac{2}{\xi_2}\right)} + \left( \frac{\nu_i}{\alpha_{ik}^x \xi_2} \right)^{\frac{t}{\xi_2}} \frac{1}{\nu_i} \frac{\Gamma^2\left(\frac{5-t_0}{2\xi_2}\right)}{\Gamma^2\left(\frac{5+t-t_0}{2\xi_2}\right)} \right\},$$

а в режиме заданного тока

(8)

04906040  
202001033

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_D - N_A}{n_0} \frac{\Gamma(\frac{3}{2})}{\Gamma(\frac{t+5}{2})} \frac{\Gamma^2(\frac{5+t-t_0}{2\xi_2}) (\frac{\xi_2}{\xi_2})^{\frac{2\xi_2-t}{2(\xi_2-t)}}}{\Gamma(\frac{5-t_0}{2\xi_2}) \Gamma(\frac{3}{2\xi_2})} (\alpha_{ik}^x)^{\frac{t}{2(\xi_2-t)}} \times$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{N_D}{N_D - N_A} b_0 \left( \frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_2} \right)^{\frac{2}{\xi_2-t}} \frac{\Gamma(\frac{2-2}{\xi_2})}{\Gamma(\frac{2}{\xi_2})} + \left( \frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_2} \right)^{\frac{t}{\xi_2-t}} \frac{1}{\mathcal{V}_i} \frac{\Gamma^2(\frac{5-t_0}{2\xi_2})}{\Gamma^2(\frac{5+t-t_0}{2\xi_2})} \right\},$$

где  $\alpha_{ik}^x \equiv \left( \frac{E_x}{E_{ik}^0} \right)^2$

При использовании каскадной теории в слабом магнитном поле в обоих режимах получается

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_D - N_A}{n_0} \frac{\Gamma(\frac{3}{2}) \Gamma(\frac{5-t}{2\xi_1})}{\Gamma(\frac{t+5}{2}) \Gamma(\frac{3}{2\xi_1})} (\xi_1)^{\frac{t+2\xi_1}{2\xi_1}} (\alpha_{ik}^x)^{\frac{t}{2\xi_1}} \left\{ 1 - \frac{N_D}{N_D - N_A} b_1 \left( \frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_1} \right)^{\frac{2}{\xi_1}} \right.$$

$$\left. \cdot \ln \left( \frac{\gamma \xi_1 \alpha_{ik}^x}{\delta_0 \xi_1} \right) \frac{1}{\Gamma(\frac{2}{\xi_1})} + \mathcal{V}_i (\alpha_{ik}^x \xi_1)^{\frac{t}{\xi_1}} g_1 \right\} \quad (9)$$

В сильном же магнитном поле: в режиме заданного поля

(10)

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_D - N_A}{n_0} \frac{\Gamma(\frac{3}{2}) \Gamma^2(\frac{5+t-t_0}{2\xi_2}) (\frac{\xi_2}{\xi_2})^{\frac{t+2\xi_2}{2\xi_2}}}{\Gamma(\frac{t+5}{2}) \Gamma^2(\frac{5-t_0}{2\xi_2}) \Gamma(\frac{3}{2\xi_2})} (\alpha_{ik}^x)^{\frac{t}{2\xi_2}} \left\{ 1 - \frac{N_D}{N_D - N_A} \right.$$

$$\left. \cdot b_1 \left( \frac{\mathcal{V}_i}{\alpha_{ik}^x \xi_2} \right)^{\frac{2}{\xi_2}} \ln \left( \frac{\gamma \xi_2 \alpha_{ik}^x}{\delta_0 \xi_2 \mathcal{V}_i} \right) \frac{1}{\Gamma(\frac{2}{\xi_2})} + \left( \frac{\mathcal{V}_i}{\alpha_{ik}^x \xi_2} \right)^{\frac{t}{\xi_2}} \frac{1}{\mathcal{V}_i} \frac{\Gamma^2(\frac{5-t_0}{2\xi_2})}{\Gamma^2(\frac{5+t-t_0}{2\xi_2})} \right\}$$

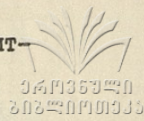
а в режиме заданного тока

(11)

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_D - N_A}{n_0} \frac{\Gamma(\frac{3}{2}) \Gamma^2(\frac{5+t-t_0}{2\xi_2}) (\frac{\xi_2}{\xi_2})^{\frac{2\xi_2-t}{2(\xi_2-t)}}}{\Gamma(\frac{t+5}{2}) \Gamma^2(\frac{5-t_0}{2\xi_2}) \Gamma(\frac{3}{2\xi_2})} (\alpha_{ik}^x)^{\frac{t}{2(\xi_2-t)}} \cdot$$

$$\cdot \left[ 1 - \frac{N_D}{N_D - N_A} b_1 \left( \frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_2} \right)^{\frac{2}{\xi_2-t}} \ln \left\{ \frac{\gamma \xi_2 (\alpha_{ik}^x \xi_2)^{\frac{\xi_2}{\xi_2-t}}}{\delta_0 \xi_2} \right\} \frac{1}{\Gamma(\frac{2}{\xi_2})} + \left( \frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_2} \right)^{\frac{t}{\xi_2-t}} \frac{1}{\mathcal{V}_i} \frac{\Gamma^2(\frac{5-t_0}{2\xi_2})}{\Gamma^2(\frac{5+t-t_0}{2\xi_2})} \right]$$

Константа Холла в случае степенного захвата в слабом магнитном поле имеет вид



$$R^{-1} = -\frac{2}{3} c e n_0 \frac{N_D - N_A}{n_0} \frac{\Gamma^2 \left( \frac{5-t}{2\xi_1} \right) \xi_1}{\Gamma \left( \frac{5+t-t_0}{2\xi_1} \right) \Gamma \left( \frac{3}{2\xi_1} \right)} \left\{ 1 - \frac{N_D}{N_D - N_A} b^0 \left( \frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_1} \right)^{\frac{2}{\xi_1}} \frac{\Gamma \left( \frac{2-p}{\xi_1} \right)}{\Gamma \left( \frac{p}{\xi_1} \right)} - 2 \nu_i \left( \alpha_{ik}^x \xi_1 \right)^{\frac{t}{\xi_1}} \mathcal{Y}_2 \right\},$$

где

$$\mathcal{Y}_2 = \left\{ \frac{\Gamma \left( \frac{5-2t-t_0}{2\xi_1} \right)}{\Gamma \left( \frac{5-t}{2\xi_1} \right)} + \frac{\Gamma^2 \left( \frac{5+t-t_0}{2\xi_1} \right)}{\Gamma^2 \left( \frac{5-t}{2\xi_1} \right)} \right\},$$

В сильном магнитном поле

$$R^{-1} = -\frac{2}{3} c e n_0 \frac{N_D - N_A}{n_0} \frac{\Gamma \left( \frac{5+t-t_0}{2\xi_2} \right) \xi_2}{\Gamma \left( \frac{3}{2\xi_2} \right)} \xi_2 \nu_i \left\{ 1 - \frac{N_D}{N_D - N_A} b^0 \left( \frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_2} \right)^{\frac{2}{\xi_2}} \right. \quad (I3)$$

$$\left. \cdot \frac{\Gamma \left( \frac{2-p}{\xi_2} \right)}{\Gamma \left( \frac{p}{\xi_2} \right)} + \nu_i^{-1} \left( \frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_2} \right)^{\frac{t}{\xi_2}} \frac{\Gamma^2 \left( \frac{5-t_0}{2\xi_2} \right)}{\Gamma^2 \left( \frac{5+t-t_0}{2\xi_2} \right)} \right\}$$

При каскадном захвате в слабом магнитном поле

$$R^{-1} = -\frac{2}{3} c e n_0 \frac{N_D - N_A}{n_0} \frac{\Gamma^2 \left( \frac{5-t_0}{2\xi_1} \right) \xi_1}{\Gamma \left( \frac{5+t-t_0}{2\xi_1} \right) \Gamma \left( \frac{3}{2\xi_1} \right)} \left\{ 1 - \frac{N_D}{N_D - N_A} b_1 \left( \frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_1} \right)^{\frac{2}{\xi_1}} \right. \quad (I4)$$

$$\left. \cdot \ln \left( \frac{\nu \xi_1 \xi_1 \alpha_{ik}^x}{S_0^{\xi_1}} \right) \frac{1}{\Gamma \left( \frac{2}{\xi_1} \right)} - 2 \nu_i \left( \alpha_{ik}^x \xi_1 \right)^{\frac{t}{\xi_1}} \mathcal{Y}_2 \right\},$$

В сильном магнитном поле

$$R^{-1} = -\frac{2}{3} \operatorname{сеп}_0 \frac{N_0 - N_A}{n_0} \frac{\Gamma\left(\frac{5+t-t_0}{2\xi_2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2\xi_2}\right)} \xi_2 \nu_i \left[ 1 - \frac{N_0}{N_0 - N_A} \cdot \left(\frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_2}\right)^{\frac{2}{\xi_2 - t}} \ln \left\{ \frac{\nu_i^{\xi_2} (\alpha_{ik}^x \xi_2)^{\xi_2}}{\delta_0^{\xi_2}} \xi_2^{-t} \right\} \frac{1}{\Gamma\left(\frac{3}{2\xi_2}\right)} + \left(\frac{1}{\alpha_{ik}^x \xi_2}\right)^{\frac{2}{\xi_2 - t}} \frac{1}{\nu_i} \frac{\Gamma^2\left(\frac{5-t_0}{2\xi_2}\right)}{\Gamma^2\left(\frac{5+t-t_0}{2\xi_2}\right)} \right].$$

В случае механизмов рассеяния, удовлетворяющих условиям

$t + t_0 = 2$ , для проводимости имеем: в режиме заданного поля

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_0 - N_A}{n_0} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+5}{2}\right)} \frac{\Gamma^2\left\{\frac{(2t+3)\alpha_{ik}^x - 2}{2\alpha_{ik}^x t}\right\} t^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\alpha_{ik}^x}{\nu_i}\right)^{\frac{1}{2}}}{\Gamma\left\{\frac{(3+t)\alpha_{ik}^x - 2}{2\alpha_{ik}^x t}\right\} \Gamma\left\{\frac{3\alpha_{ik}^x - 2}{2\alpha_{ik}^x t}\right\}} \left[ 1 - \frac{N_0}{N_0 - N_A} \cdot \left(\frac{\nu_i}{\alpha_{ik}^x t}\right)^{\frac{2}{t}} \frac{\Gamma\left(\frac{2-2-1/\alpha_{ik}^x}{t}\right)}{\Gamma\left(\frac{2-1/\alpha_{ik}^x}{t}\right)} + \frac{1}{\alpha_{ik}^x t} \frac{\Gamma^2\left\{\frac{(3+t)\alpha_{ik}^x - 2}{2\alpha_{ik}^x t}\right\}}{\Gamma^2\left\{\frac{(2t+3)\alpha_{ik}^x - 2}{2\alpha_{ik}^x t}\right\}} \right],$$

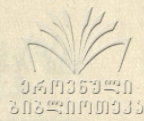
а в режиме заданного тока

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_0 - N_A}{n_0} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+5}{2}\right)} \frac{\Gamma^2\left(\frac{2t+3}{2t}\right) t^{\frac{3}{2}} \nu_i^{-\frac{1}{2}}}{\Gamma\left(\frac{3+t}{2t}\right) \Gamma\left(\frac{3}{2t}\right)} \left(\frac{E_{ik}^0}{E_x^2} - b\right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \left\{ 1 - \frac{N_0}{N_0 - N_A} \left(\frac{\nu_i}{t}\right)^{\frac{2}{t}} \left(\frac{1}{\alpha_{ik}^x} - b\right)^{\frac{2}{t}} \frac{\Gamma\left(\frac{2-2}{t}\right)}{\Gamma\left(\frac{2}{t}\right)} + \frac{1}{t} \left(\frac{1}{\alpha_{ik}^x} - b\right) \frac{\Gamma^2\left(\frac{3+t}{2t}\right)}{\Gamma^2\left(\frac{2t+3}{2t}\right)} \right\}$$

При использовании каскадной теории захвата, в режиме заданного

поля

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_0 - N_A}{n_0} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+5}{2}\right)} \frac{\Gamma^2\left\{\frac{(2t+3)\alpha_{ik}^x - 2}{2\alpha_{ik}^x}\right\} t^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\alpha_{ik}^x}{\nu_i}\right)^{\frac{1}{2}}}{\Gamma\left\{\frac{(3+t)\alpha_{ik}^x - 2}{2\alpha_{ik}^x t}\right\} \Gamma\left\{\frac{3\alpha_{ik}^x - 2}{2\alpha_{ik}^x t}\right\}} \left[ 1 - \frac{N_0}{N_0 - N_A} b_1 \cdot \left(\frac{\nu_i}{\alpha_{ik}^x t}\right)^{\frac{2-1/\alpha_{ik}^x}{t}} \ln \left( \frac{\nu_i^t \alpha_{ik}^x}{\delta_0^t \nu_i} \right) \frac{1}{\Gamma\left(\frac{2-1/\alpha_{ik}^x}{t}\right)} + \frac{1}{\alpha_{ik}^x t} \frac{\Gamma^2\left\{\frac{(3+t)\alpha_{ik}^x - 2}{2\alpha_{ik}^x t}\right\}}{\Gamma^2\left\{\frac{(2t+3)\alpha_{ik}^x - 2}{2\alpha_{ik}^x t}\right\}} \right],$$



$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N_D - N_A}{n_0} \frac{\Gamma(\frac{3}{2})}{\Gamma(\frac{t+3}{2})} \frac{\Gamma^2(\frac{2t+3}{2t})}{\Gamma(\frac{3+t}{2t})\Gamma(\frac{3}{2t})} t^{\frac{3}{2}} \nu_i^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{\alpha_{ik}^x} - b\right)^{-\frac{1}{2}} \left[ 1 - \frac{N_D}{N_D - N_A} b \left(\frac{\nu_i}{t}\right)^{\frac{2}{t}} \right. \\ \left. + \frac{1}{\Gamma(\frac{3}{2})} \left(\frac{1}{\alpha_{ik}^x} - b\right)^{\frac{2}{t}} \ln \left\{ \frac{\nu_i^t t}{\sigma_0^t \nu_i} \left(\frac{1}{\alpha_{ik}^x} - b\right)^{-1} \right\} + \frac{1}{t} \frac{\Gamma^2(\frac{3+t}{2t})}{\Gamma^2(\frac{2t+3}{2t})} \left(\frac{1}{\alpha_{ik}^x} - b\right) \right] \quad (I9)$$

#### 4. Обсуждение результатов

Из полученных формул очевидно, что концентрация всегда растет с ростом напряженности электрического поля. При каком-то значении электрического поля концентрация насыщается. Величину этого критического поля  $(E_x)_{кл}$  можно найти из условия максимума проводимости. Однако такой подход можно применить только для тех механизмов рассеяния, для которых соответствующая подвижность / дрейфовая или холловская / уменьшается с ростом электрического поля. Этими механизмами являются механизмы, для которых  $t = -1$ ,  $t_0 = -1; 1$  и  $t = -2$ ,  $t_0 = -1; 1; 3$  в слабом магнитном поле;  $t = t_0 = -1$  и  $t = -2$ ,  $t_0 = -1$  в сильном магнитном поле. Для этих механизмов рассеяния вычислены критические поля, соответствующие максимуму проводимости. Полученное уравнение можно решить относительно  $(E_x)_{кл}$  в элементарных функциях только в асимптотике для больших степеней компенсации  $C_0 \rightarrow 1$ . Сравнивая полученное выражение  $(E_x)_{кл}$  с пробивным полем  $(E_x)_{пр}$ , вычисленным в /3/ в таких же приближениях, получаем:

а) в случае "степенного закона" рекомбинации:  $(E_x)_{кл} = \kappa \left[ \frac{t-2z}{t} \cdot \frac{1}{C_0} \right]^{\frac{t-1}{2z}} (E_x)_{пр}$

где  $K \equiv \frac{\Gamma(\frac{5+t-t_0}{2\xi})}{\Gamma(\frac{5-t_0}{2\xi})}$  для сильного магнитного поля в режиме за-

ЭЛН 3032:ПР10133

данного тока и  $K \equiv 1$  во всех остальных случаях;

б) в случае каскадного захвата:  $(E_x)_{кл} = \frac{K}{\Psi} \left[ \frac{t-4+2\xi}{t c_0} \right]^{\frac{\xi-y^*t}{4}} (E_x)_{пл}$ ,

где  $\Psi$  - медленно меняющаяся функция /3/. Зависимость  $(E_x)_{кл}$  от магнитного поля определяется такой же зависимостью  $(E_x)_{пл}$  и приводится в /3/. Следовательно, скорость увеличения концентрации, а также значение  $(E_x)_{кл}$  зависят от механизмов рассеяния и от механизма рекомбинации.

Для тех механизмов рассеяния, для которых соответствующая подвижность растет монотонно с ростом электрического поля, нельзя определить однозначно  $(E_x)_{кл}$ . Этими механизмами являются механизмы, для которых  $t=0, t_0=1; -1$  и  $t=1, t_0=-1$ . Условие, при котором концентрация насыщается, здесь можно только указать:  $(E_x)_{кл} \gg \left(\frac{1}{I-c_0}\right)^{\frac{\xi-y^*t}{2\xi}} (E_{ик}^0)_2$  в случае степенного закона захвата и  $(E_x)_{кл} \gg \left(\frac{1}{I-c_0}\right)^{\frac{\xi-y^*t}{4}} (E_{ик}^0)_2$  в случае каскадного захвата соответственно. Отсюда видно, что только сильное магнитное поле в режиме заданного поля влияет на эту область. При этом, чем больше величина магнитного поля, тем для больших электрических полей начинается эта область. При  $t+t_0=2$  в принятых нами приближениях концентрация сперва растет с полем, а потом стремится к насыщению. В режиме заданного поля насыщение наступает для электрических полей, удовлетворяющих условиям

$$(E_x)_{кл} \gg \left(\frac{1}{I-c_0}\right)^{\frac{t}{2\xi}} (E_{ик}^0)_3 \quad \text{и} \quad (E_x)_{кл} \gg \left(\frac{1}{I-c_0}\right)^{\frac{t}{4}} (E_{ик}^0)_4$$

для степенного закона захвата и каскадного захвата соответственно. А в режиме заданного тока при  $E_x = \frac{1}{\sqrt{t}} \frac{\Gamma(\frac{t+3}{2\xi})}{\Gamma(\frac{2t+3}{2t})} E_{ик}^0$  концент-

рация насыщается и проводимость стремится к бесконечности /5/.

Для механизмов рассеяния  $t=-1, t_0=-1; 1, t=-2, t_0=-1; 1; 3$  и  $t=0, t_0=-1; 1$  в слабом магнитном поле  $R^{-1}$  сперва растет с ростом электрического поля, а потом насыщается. Для механизмов рассеяния  $t=t_0=-1$  и  $t=-2, t_0=-1$  в сильном магнитном поле,  $R^{-1}$  всегда растет с ростом электрического поля, а для  $t=0, t_0=1; -1$   $R^{-1}$  сперва растет, а затем насыщается. Условие, при котором наступает насыщение, для больших компенсаций дается в виде  $(E_x)_{кл}^x = \left(\frac{1}{1-c_0}\right)^{\frac{E-y^*t}{2z}} (E_{ик}^0)_1$

и  $(E_x)_{кл}^x = \left(\frac{1}{1-c_0}\right)^{\frac{E-y^*t}{4}} (E_{ик}^0)_2$  для степенного закона захвата и

для каскадной теории соответственно. Для механизмов  $t=1, t_0=-1$   $R^{-1}$  сперва растет, а затем уменьшается в слабом и в сильном магнитном поле. Критическое поле, соответствующее максимуму

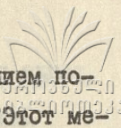
$R^{-1}$  в слабом магнитном поле, дается выражением

$$(E_x)_{кл}^x = \text{const} \left[ \frac{1}{v_i(1-c_0)} \right]^{\frac{1}{2(2-t)}} E_{ик}^0 \text{ для степенного закона захвата и}$$

$$(E_x)_{кл}^x = \text{const} \left[ \frac{1}{v_i(1-c_0)} \right]^{\frac{1}{2}} E_{ик}^0 \text{ для каскадного захвата. В сильном же магнитном поле } (E_x)_{кл}^x = \text{const} \left[ \frac{v_i}{1-c_0} \right]^{\frac{1}{2(2-t)}} E_{ик}^0 \text{ и } (E_x)_{кл}^x = \left[ \frac{v_i}{1-c_0} \right]^{\frac{1}{2}} E_{ик}^0$$

для степенного закона и каскадного захвата соответственно. Значения констант зависят от механизмов рекомбинации, а также от природы рекомбинационных центров. Полученные нами результаты могут быть использованы как метод для определения таких важных характеристик полупроводников, как  $z$  и  $b_r^0$ . Действительно, измеряя экспериментально для соответствующих механиз-





мов рассеяния  $(E_x)_{кл}$  или  $(E_x)_{кл}^{\alpha}$ , с использованием полученных нами формул можно определить  $\varepsilon$  и  $\sigma_r^0$ . Этот метод может оказаться особенно важным при исследовании глубоких примесных центров.

Поступило 15.XI.76.

Кафедра твердого тела

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Z.S. Kachlishvili, Phys. stat. Sol. (a) 33, 15 (1976).
2. M. Lax, Phys. Rev., 119, 1502 (1960)
3. D.P.Bhattacharya, Z.S. Kachlishvili, Phys. Stat. Sol. (in press).
4. З.С.Качлишвили, Ф.Т.П. 3, 86 (1969).
5. З.С.Качлишвили, Ф.Т.Т. ( в печати ).

ՍԵՆՏԵՐ ԵՄՊԵՐՄԱՆ ԳՐԱԴԵՊԱՐՏՄԵՆՏԻ ՍԵՆՏԵՐ  
ՄԵՏԱԳՐԱԿՐԱՆԻ ԳՐԱԿԱՆՍԵՆՏԵՐ ԵՄՊԵՐՄԱՆ

Ն Յ Ո Ւ Մ

Գալվանոմագնետիկ մասնակառուցված ընդդիմացում  
և ուժեղացման կոնցենտրացիոն շեղումների միջանկյունային  
պահանջները ընդհանուր դեպքում, որոշումը միջանկյունային  
պահանջներին կոնցենտրացիոն շեղումներին. Գալվանոմագնետիկ  
մասնակառուցված ընդդիմացումը. Նախընտրված, որի մոլորակային  
միջանկյունային շեղումները ընդհանուր դեպքում ընդդիմացում  
միջանկյունային շեղումներին կոնցենտրացիոն շեղումներին

D. Bhattacharya, Z. Kachlishvili

GALVANOMAGNETIC CHARACTERISTICS OF HOT  
CARRIERS IN THE REGION OF SATURATION OF THE CONCENTRA-  
TION IN A TRANSVERSE MAGNETIC FIELD.

S u m m a r y

The galvanomagnetic characteristics have been investigated for  
any mechanism of the quasielastic scattering of energy and momen -  
tum in the electric field region corresponding to the saturation of the  
concentration of the current carriers. The corresponding critical fi -  
elds have been calculated. It has been shown that the results obtain -  
ed may be used for the determination of some important parameters of  
semiconductors.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

188, 1977

კ ვიკრუს რასპროსტრანენია ვიკოი ვოლნი ვ ნე-1

Г.А.Гамцелидзе, Ш.А.Джапаридзе, Д.Н.Цаава

Как известно, поведение жидкого гелия ниже  $\lambda$  точки хорошо описывается двухкомпонентной моделью, впервые предложенной Л.Д.Ландау. В работе /1/ А.Ф.Андреевым теоретически доказывається, что аналогичной моделью можно объяснить явления, реализующиеся в жидком гелии и выше температуры фазового перехода.

1. Для жидкостей (водород, гелий), которые затвердевают при температурах, много меньших дебаевской температуры  $\theta$ , существует область температур  $T \ll \theta$ , в которой длина волны фононов с энергией порядка температуры значительно превосходит межатомные расстояния и по этой причине фононы представляют собой слабозатухающие тепловые возбуждения. Жидкость состоит, таким образом, из двух слабосвязанных подсистем - фононов и остальной части жидкости, причем фононы играют роль нормальной части жидкости, а остальная часть - сверхтекучей. Надо отметить, что если речь идет о жидком гелии, то условие  $T \ll \theta$  начинает выполняться, вообще говоря, при температурах, больших по

сравнению с температурой перехода в сверхтекучее состояние (в случае  $He^4$ ).

УДК 537.874  
ЭБС ЭНЕРГОИЗДАТ

Можно сказать, что существует целый ряд явлений, которые целиком связаны с наличием в жидкости слабозатухающих фононов. Такое утверждение вытекает из того, что обычное гидродинамическое описание жидкости перестает быть справедливым, если характерный размер задачи порядка или меньше длины пробега фононов, а не межатомного расстояния. Экспериментальные исследования можно вести в основном в двух направлениях: в нормальных жидкостях, в частности  $He-I$ , наблюдение термомеханического эффекта /2,3/ и изучение распространения сдвиговых колебаний /4/.

Когда жидкость соприкасается с плоской твердой поверхностью, совершающей тангенциальные колебания с частотой  $\omega$ , если пренебречь фононами, то, как известно, возникающие в жидкости сдвиговые колебания (вязкая волна) экспоненциально затухают на расстояниях порядка глубины проникновения

$$\delta \sim a_0 \left( \frac{\rho}{\hbar \omega} \right)^{1/2}$$

где  $a_0$  - межатомное расстояние. При учете фононов эти колебания распространяются также и на расстояния, значительно превосходящие глубину проникновения, причем на больших расстояниях затухание носит степенной характер.

Теоретические расчеты показывают /1/, что скорость сдвиговых колебаний жидкости от расстояния  $x$ , с учетом вклада фононов, при условии

$$\delta \gg \frac{c \alpha}{T^2}$$

сначала убывает как  $x^{-5/2}$ , а затем - как  $x^{-7/2}$  ( $c$  - скорость звука,  $\alpha$  - величина, связанная с коэффициентом поглощения звука).

2. Для экспериментального изучения распространения сдвиговых колебаний в He-I нами был использован прибор, описанный в работе /5/. В жидком гелии при помощи магнитного привода обуславливались синусоидальные колебания диска-генератора, увлекающие за собой жидкость. Колебания жидкости распространились вдоль оси колебания. Второй диск-приемник подвешивался над первым с помощью упругой платиноиридиевой нити диаметром 20 микрон и служил зондом для измерения амплитуд колебаний жидкости в данной точке. Данная нить соединялась со специальным подъемным механизмом, позволяющим менять расстояния между дисками с точностью  $\pm 0,01$  мм. Частота колебаний дисков подбиралась одинаковой с точностью  $\pm 0,005$  сек<sup>-1</sup>. Отсчет величин амплитуд велся, с наступлением резонанса, при помощи отраженного луча, от зеркальца, прикрепленного на легком диске-приемнике диаметром 25 мм и толщиной 0,2 мм.

Во время эксперимента менялось расстояние между дисками и каждый раз измерялась резонансная амплитуда диска-приемника.

3. Результаты эксперимента, проведенного при температуре  $T = 2,4^{\circ}\text{K}$ , приведены на рис., где дается логарифмическая зависимость полного размаха зайчика на шкале  $\sqrt{V}$  мм от расстояния между дисками  $\xi$  мм. Тангенс наклона полученной прямой дает для  $\xi$  показатель степени  $n$ . На графике имеется характерный излом, который указывает на то, что после каждого изменения расстояния между дисками характер затухания меняется. Соответственно для показателя степени получаем два значения

$$n_1 = (-2,4 \pm 0,2)$$

$$n_2 = (-3,3 \pm 0,2)$$

Можно сказать, что когда обычная гидродинамика приводит к экспоненциальному затуханию возмущений, влияние длинноволновых фононов обуславливает появление степенных "хвостов". Экспериментальные данные для  $n_1$  взяты из работы /4/.

Поступило 14.X.76.

Кафедра  
экспериментальной физики

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.Ф.Андреев, ЖЭТФ, 59, 1819, 1970.
2. Г.А.Гамцемлидзе, Ш.А.Джапаридзе, Д.Н.Цаава, Письма в ЖЭТФ, том 22, вып.5, стр.278-281 (1975).
3. Г.А.Гамцемлидзе, Ш.А.Джапаридзе, Д.Н.Цаава, Тезисы докладов IX Республиканской научной и научно-методической конференции физиков высших учебных заведений, стр.127-128 (1976).
4. Г.А.Гамцемлидзе, Ш.А.Джапаридзе, Д.Н.Цаава, Письма в ЖЭТФ, том 20, вып.1, стр.45-48 (1974).
5. Э.Л.Андроникашвили, Г.А.Гамцемлидзе, Ш.А.Джапаридзе, ЖЭТФ, 50, 856, 1966.

ბ.გამციმელიძე, შ.ჯაფარიძე, ჯ.ცაავა

ბლანტი შადლის გავრცელების სპირითხისათვის

*He-1-ში*

რ ე ბ ი უ მ ე

დადგენილია, რომ შექნევის სიღრმეზე გაყოფილ უფრო ცივი მანძილებსათვის ბლანტი შადლის გავრცელებას *He-1-ში* აქვს ხარისხობრივი ხასიათი, რაც შეიძლება აიხსნას მასში გრძელტალღოვანი ფონონების არსებობით. განსაზღვრულია ხარისხის მარჯვენა-ლის მნიშვნელობანი სხვადასხვა მანძილებსათვის.

G.Gamtsevidze, Sh. Dzhaparidze, D. Tsaava

CONCERNING THE PROPAGATION OF VISCOUS  
WAVES IN HE - I

S u m m a r y

It is established that for distances much longer than that of the depth of penetration viscous wave propagation in He - I has a gradual character, which may be explained by the existence of long wave phonons in it.

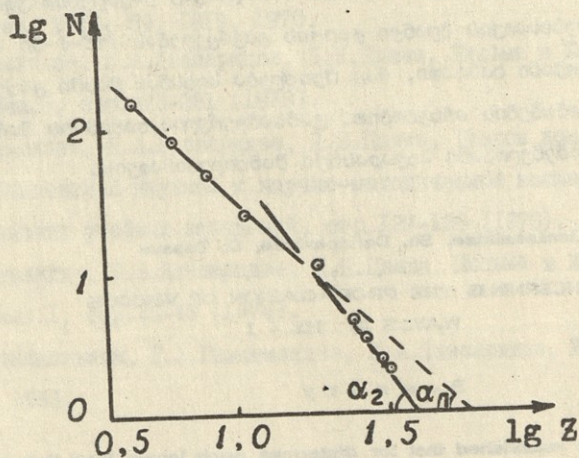


Рис. I



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета  
188, 1977

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Д.К.Квацадзе, К.И.Тухашвили, Г.О.Мchedlishvili

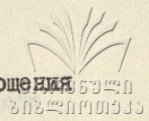
При изучении пространственно-временных вариаций поглощения радиоволн в ионосфере необходимо провести сопоставление данных многих станций. Ряд станций проводит измерения на частотах, значительно отличающихся от общепринятых. Возникает необходимость приведения всех данных к одной частоте, для чего необходимо знать закон изменения поглощения с частотой.

Из магнитно-ионной теории в приближении геометрической оптики для коэффициента поглощения, с учетом магнитного поля Земли, получается выражение:

$$-\ln p \approx \frac{1}{c} \int_{z_0}^{z'} \frac{N\nu}{(\omega \pm \omega_k)^2 + \nu^2} dz + \frac{1}{c} \int_{z'}^{z(\varepsilon=0)} \nu \left( \frac{1}{n} - n \right) dz \quad (1)$$

Здесь  $z'$  — меньше высоты обращения  $\varepsilon$  в нуль, но близко к точке, где  $\varepsilon=0$ . Первый член выражения (1) описывает неотклоняющее поглощение, второй — отклоняющее.

Если считать, как это принято, что роль отклоняющего поглощения мала по сравнению с неотклоняющим, когда рабочая частота значительно меньше критической частоты слоя, при приближении



$\nu^2 \ll (\omega + \omega_k)^2$  в поглощающей области, выражение для поглощения обыкновенной волны будет иметь вид

$$L \sim \frac{\int_{z_0}^{z'} N \nu dz}{(\omega + \omega_k)^2} \quad (2)$$

Отношение поглощений для радиоволн двух частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  будет

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{(\omega_2 + \omega_k)^2 \int_{z_0}^{z'_1} N \nu dz}{(\omega_1 + \omega_k)^2 \int_{z_0}^{z'_2} N \nu dz} \quad (3)$$

Если  $\omega_1$  и  $\omega_2$  выбраны так, что можно считать  $\int_{z'_1}^{z'_2} N \nu dz$  несущественным ( $\omega_2 > \omega_1$ ,  $z'_2 > z'_1$ ), тогда

$$\int_{z_0}^{z'_2} N \nu dz = \int_{z_0}^{z'_1} N \nu dz \quad (4)$$

формулу (3) можно представить в виде:

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{(\omega_2 + \omega_k)^2}{(\omega_1 + \omega_k)^2} \quad (5)$$

Реальные ионосферные слои лишь в первом приближении можно считать чепменовскими, и поэтому, естественно, ожидать отклонения экспериментальной зависимости  $L(\omega, \chi)$  от теоретической. В [1] автор отмечает, что поглощение удовлетворяет частотной зависимости  $\sim (\omega + \omega_k)^{-2}$  примерно в 80% случаев. Тем не менее, необходимость единообразного представления результатов измерений поглощения заставляет использовать для  $L$  выражение

$$L = \frac{B}{(\omega + \omega_k)^m} (\cos \chi)^n, \quad (6)$$

где параметры  $B, n, m$  определяются из эксперимента, который показывает, что отмеченные величины в зависимости от условий измерения изменяются в широких пределах [2].

Имеется ряд работ [1, 3, 4], в которых показано, что экспериментальные данные с достаточной точностью следуют этому закону.

В работе [1] представлена зависимость  $(-L\rho)^{1/2}$  в неперях от частоты для полудня 11 июля 1950 г.

В работе [5] высказывается удивление тому факту, что экспериментальные точки без какого-то ни было рассеяния исключительным образом точно ложатся на прямую. Из работы неясен метод измерения поглощения на 40 частотах /от 1,2 до 5,4 МГц через 0,1 МГц/.

Авторы большинства работ [6-13] склоняются к мнению, что экспериментальные данные лучше описываются  $L = A/(\omega + \omega_c)^2$  законом, когда показатель степени  $m = 1$ . По данным мировой сети станций измерения поглощения за период МГТ-МГСС оказалось, что квадратичный закон изменения поглощения с частотой (5) не выполняется [14 - 18]. Авторы связывают это с тем, что во-первых, нельзя пренебрегать поглощением в отклоняющей области, а, во-вторых, для использования частот несправедливо  $\nu^2 \ll (\omega + \omega_c)^2$ . Теоретическое объяснение уменьшения  $m$  дано в [19]. После этой работы многие исследователи [20 - 23] вместо (5) употребляют формулу:

$$L = \frac{A}{(f + f_c)^2} + B \mathcal{F}(f/f_c E), \quad (7)$$

где  $\mathcal{F}(f/f_c E)$  - функция Ягера [22]. В формуле (7) учитывается поглощение отклоняющей области.

Частотная зависимость поглощения подвержена сезонным вари-

ациям. Показатель степени  $m$  плавно возрастает от лета к зиме [14,15].

По данным мировой сети станций в [15] показано, что на средних широтах  $m$  уменьшается с ростом солнечной активности.

Поглощение, измерявшееся в присутствии экранирующего спорадического слоя  $E'$ , характеризуется наиболее сильной зависимостью от частоты. Это свидетельствует о возрастании вклада неотклоняющего поглощения [15,18].

Частотная зависимость поглощения усиливается к высоким широтам. Например, показатель степени уменьшается  $\sim$  до 1 в низких широтах по сравнению с  $m = 1,5 - 2,0$  на средних и высоких широтах [24 - 28].

В [29] авторы показывают, что широтные изменения  $m$  определяются в основном изменением вида  $N(x)$  профиля выше 90 км. Уменьшение  $m$  /для одних и тех же частот/, по-видимому, указывает на увеличение полутолщины слоя E приэкваториальных широт.

Следует учесть, что обычно анализируются данные по поглощению, представляющие собой сумму неотклоняющего и отклоняющего поглощения. Последнее же существенно зависит от соотношения рабочей и критической частот отражающего слоя, а потому подвержено суточным, сезонным и другим изменениям [14].

Если формулу (5) записать в виде

$$\frac{L_1}{L_2} = \left( \frac{\omega_2 + \omega_L}{\omega_L + \omega_L} \right)^m \quad (8)$$

и вычислить  $m$  получим:

$$m = \frac{lg \frac{L_1}{L_2}}{lg \frac{\omega_2 + \omega_2'}{\omega_1 + \omega_1'}} \quad (9)$$

Показатель степени  $m$  в формуле (8) для большинства станций земного шара меньше 2. Значительное отклоняющее поглощение во время измерений  $L$ , по-видимому, является одной из причин, приводящих к уменьшению и большому разбросу значений показателя степени  $m$  в формуле частотной зависимости [11]. Определенную роль играет также невыполнение равенства (4). Может быть, в формуле (1) нельзя пренебрегать вторым членом, т.е. отклоняющим поглощением.

Известно, что зависимость поглощения от зенитного угла Солнца -  $\chi$  выражается формулой

$$L = L_0 \cos^n \chi \quad (10)$$

Формулы (9) и (10) дают для  $m$  уравнение

$$m = \frac{lg \frac{L_{01}}{L_{02}}}{lg \frac{\omega_2 + \omega_2'}{\omega_1 + \omega_1'}} + \frac{n_1 - n_2}{lg \frac{\omega_2 + \omega_2'}{\omega_1 + \omega_1'}} lg \cos \chi \quad (11)$$

Как показывают эксперименты, вообще  $n_1 \neq n_2$ , поэтому  $m$  должен иметь суточный ход. На рис. 1 показаны данные разных станций, показывающие этот суточный ход [30 - 32]. Полученные в Вальтаире /Индия/ данные [32] показывают, что в полдень  $m$  имеет максимум, а данные других трех пунктов - Алма-Аты [30], Ростова-на-Дону [31] /февраль 1966 г./ и Тбилиси /июль 1972 г., частоты 2,0 МГц и 2,5 МГц/ - показывают, что в полдень  $m$  име-

ЭЛ № 17588-20  
302.00101033

ет минимум. Но можно сказать, что это не обобщенный ход для данной широты. Из таблицы видно, что для одних и тех же частот в Тбилиси в полдень наблюдается как максимум, так и минимум показателя частотной зависимости  $m$ .

Таблица

Значения показателей степени частотной зависимости

Часы Дата	6	7	8	9	10	11	12 Частоты
8.8.72 г.	3,76	3,17	2,96	2,60	2,47	2,33	2 МГц и 2,5МГц
10.		2,10	2,31	2,22	2,17	2,17	
18.			4,33	3,17	2,50	1,90	
23.	0	0,77	1,33	1,87	1,90	1,91	
31.		3,33	2,93	2,84	2,47	2,25	
6.12.72 г.			-2,16	-0,924	0,40	-0,37	1,7МГц и 2,2МГц
7.			0,22	0,49	0,39	0,51	
8.			-2,39	-1,23	0,00	0,00	
11.			-2,71	-0,77	0,20	0,19	
12.			-2,08	-1,05	-0,19	0,00	
14.			0,40	0,22	0,31	0,00	
15.			-0,23	-0,23	0,00	0,00	
19.			4,62	1,72	0,15	-0,31	
25.			0,00	0,00	0,00	0,00	
26.			1,11	0,82	0,82	0,92	
27.			0,83	1,08	1,23	1,23	
28.			-1,23	-0,54	-0,54	-0,22	
5.01.73 г.			0,86	1,19	1,40	1,54	
8.			0,31	0,68	1,00	0,95	
9.			0,00	0,49	0,57	0,51	
10.			2,22	1,40	1,28	1,00	
11.			0,92	0,97	0,65	0,59	
12.			-0,26	0,42	0,55	0,72	
26.			1,29	1,03	1,02	0,91	

Из рисунка I и из таблицы видно, что в утренние и вечерние часы наблюдается большее отличие значений  $m$ , чем в полдень. Это хорошо объясняется формулой (II) -  $| \cos x |$  имеет наименьшее значение в полдень.

Если воспользуемся формулой (6) для показателя степени  $n$

$$\frac{h_1}{h_2} = \left( \frac{\omega_2 + \omega_k}{\omega_1 + \omega_k} \right)^{m_1} \cdot (\cos \chi)^{n_1 - n_2}$$

$$m_1 = \frac{\lg \frac{h_1}{h_2}}{\lg \frac{\omega_2 + \omega_k}{\omega_1 + \omega_k}} - \frac{n_1 - n_2}{\lg \frac{\omega_2 + \omega_k}{\omega_1 + \omega_k}} \lg \cos \chi \quad (12)$$

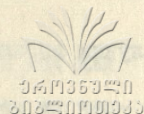
Полученные значения  $m_1$  по формуле (12) уже не подвержены суточным изменениям.

Показатель частотной зависимости  $m_1$  сильно меняется ото дня ко дню. Эти изменения связаны с высотами отражения. На рис. 2 показаны значения показателя степени, подсчитанные по данным Тбилиси по формуле (12) для частот 2 МГц и 2,5 МГц за июль и август 1972 года и для частот 1,7 и 2,2 МГц за декабрь 1972 и январь 1973 годов. Одновременно на рисунке отложены средние за день значения действующей высоты отражения радиоволн данной частоты.

Из рис. 2а видно, что изменения высоты отражения вызывают изменение показателя частотной зависимости  $m_1$ . Несомненно, изменение  $m_1$  в этом случае вызвано изменением поглощения в отклоняющей области. Из рис. 2 б видно, что высота отражения на низкой частоте меняется сильнее, чем на высокой, поэтому изменения  $m_1$  определяются изменениями высоты отражения на низкой частоте.

Поступило 10.IX.76

Научно-исследовательская  
лаборатория ионосферы



- I. E.V. Appleton, W.R.Piggott, *J.Atmos. and Terr. Phys.*  
1954, 5,3,141.
2. Э.И.Гинзбург, И.И.Нестерова, Сб. "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма". Новосибирск, 1973.
3. F.T.Farmer, J.A.Ratcliffe, *Proc. Roy. Soc.*, 1935, 151A, 370;
4. W.R.Piggott, *Proc. IEE*, 1953, Part III, 100, 61.
5. М.Д.Флигель, Диссертация, Москва, ИЗМИР АН, 1962.
6. А.М.Свечников, Ионосферные исследования, 1961, № 12.
7. А.М.Свечников, Ю.К.Часовитин, Н.А.Коченова, Изв. ВУЗ-ов, Радиофизика, 1960, 3, №3, 375.
8. W.J.G.Beynon, K.Davies, *Report of the Phys. Soc. Cont. on the Physics of the Ionosphere*, London, 1955, 40.
9. K. Bibl, K.Rawer, *J.Atmos. and Terr. Phys.*, 1951, 2, 51.
10. K.Davies, E.L.Hagg, *J.Atmos. and Terr. Phys.* 1955, 6,1,18.
11. W.R.Piggott, W.J.G.Beynon, G.M.Brown, C.C.Little, *Annals of the IGY*, Pergamon Press., 1957, 3, Part. II
12. N.G.Skinner, R.W.Wright, *J.Atmos. and Terr. Phys.*, 1956, 9, 103.
13. J.Yasuda, *J.Radio Res. Labs.*, 1962,9,44,325.
14. Л.М.Белкина, Геомагн. и аэрномия, 1967, 7, №6, 997.
15. Г.П.Калиновская, Геомагн. и аэрномия, 1972, 12, №4, 645.
16. Д.К.Квавадзе, К.И.Тухашвили, М.И.Тевдорашвили, Н.В.Нацвлишвили, Труды Тбилисского госуниверситета, 1969,133,165.
17. Д.К.Квавадзе, К.И.Тухашвили. М.И.Тевдорашвили, Н.В.Нацвлишвили, Сб. "Ионосферные исследования", 1968, №17,164.



18. Н.А.Коченова, Сб. Ионосферные исследования, 1964, №13, 81.
19. J.C.Jaeger, Proc. Phys. Soc., 1947, 59, Part 1, 87.
20. М.Ширмамедов, Изв. АН Туркм. ССР, сер. физ.-техн., хим. и геомагн. наук, 1961, №1, 13.
21. E.V.Appleton, J.Atmos. and Terr.Phys. 1953, 3, 282.
22. J.C.Jaeger, Proc. Phys. Soc. 1947, 59, part 1, 87.
23. K.Rawer, Some Ionospher. Results IGY, 1960, p 260.
24. В.В.Беликович, Е.А.Бенедиктов, М.А.Иткина, Г.А.Петрова, З.Ц.Рапопорт, Геомагн. и аэрномия, 1967, 7, №6, 997.
25. В.М.Лукашкин, Диссертация, Л., 1971, ААНИИ.
26. М.Д.Флигель, Сб. Ионосферные исследования, 1962, №10, 5.
27. S. Gnanalingam, Third international Simposium on Equatorial Aeronomy, India, Ahmadabad, 3 - 10 February, 1969.
28. N.G Skinner, R.W.Wright, J.Atmos. and Terr.Phys., 1964, 26, 1221
29. В.Л.Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., 1967.
30. И.А.Зеленкова, В.Е.Зеленков, В.П.Зайцев, Геомагн. и аэрномия, 1966, 6, №1.
31. А.М.Свечников, Ю.Н.Фаер, С.С.Чавдаров, Сб. Ионосферные исследования, 1972, №20, 51.
32. Y.V.Ramanamurty, B.Ramachandra Rao, J.Atmos. and Terr. Phys., 1964, 26, 8, 849.

რადიოტალღების შთანთქმის სიხშირეზე დამოკიდებულება  
იონოსფეროში

რ ე გ ი უ მ ე

სტატია ეძღვნება შთანთქმის სიხშირული დამოკიდებულების  
შესწავლას. ექსპერიმენტული ჩატარებულისა და თეორიული სახელმძივით  
უნივერსიტეტის იონოსფეროს სამეცნიერო-კვლევით ლაბორატორიაში.  
სტატიაში ნაჩვენებია შთანთქმის სიხშირული დამოკიდებულების  
ხარისხის მატარებლის ცვლილების ხასიათი,

D.Kvavadze, K.Tukhashvili, G.Mchedlishvili

FREQUENCY DEPENDENCE OF THE ABSORPTION  
OF RADIO WAVES IN THE IONOSPHERE

S u m m a r y

The paper deals with the results of the frequency dependence of absorption. Experiments were conducted at the Scientific-Research Laboratory of Tbilisi State University. The character of behaviour of the indicator of the m power of the frequency dependence of absorption is demonstrated.

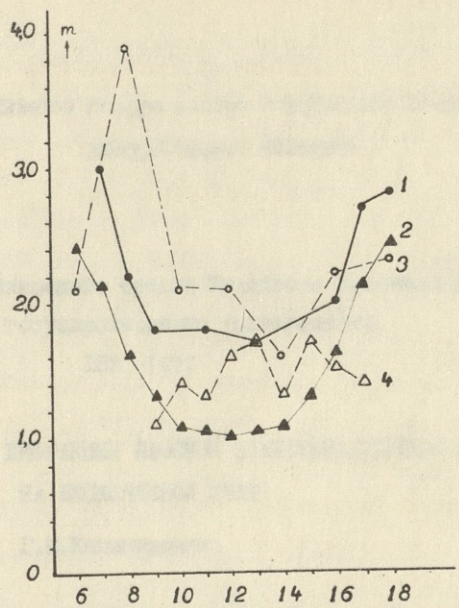


Рис. I

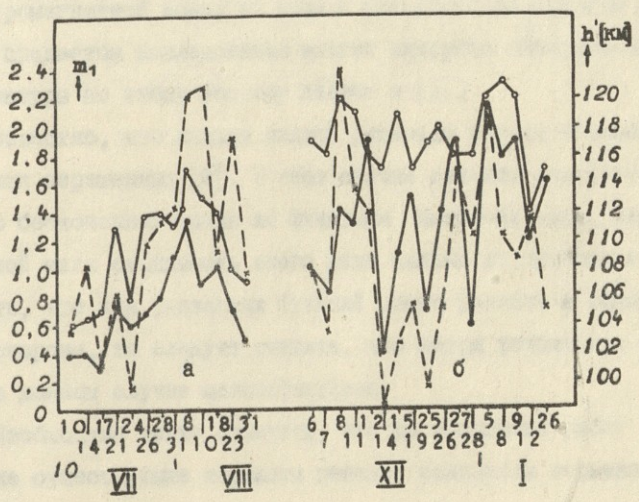


Рис. 2

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

188, 1977

К ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ  
НА БЕСКОНЕЧНОЙ ЩЕЛИ

Г.Ш.Кеванишвили

Введение

Классическая задача дифракции плоской  $E$ -поляризованной электромагнитной волны на щели в плоском безграничном экране была предметом исследования многих авторов. Обширный список литературы по этому вопросу дается в [1].

Известно, что данная задача решается строго методом разделения переменных [2]. В этом случае решение выражается с помощью бесконечного ряда по функциям Матье-Ханкеля, однако для широкой щели сходимость этого ряда сильно ухудшается и если учесть, что для указанных функций плохо развита и вычислительная сторона, то следует считать, что метод разделения переменных в данном случае малоэффективен.

Необходимо также отметить, что до появления работ [3,4,5] другие существующие варианты решения содержали серьезные недос-

татки, на которые справедливо указывается в [6].

Методы решения задачи, применяемые в [3,4,5], позволяют эффективно рассчитать рассеянное поле и другие дифракционные характеристики в случае широкой щели, поэтому в настоящее время в нашем распоряжении находится солидная информация о физических свойствах щели при облучении ее плоской электромагнитной волной. Однако это обстоятельство не снимает вопроса о применении нового подхода к решению задачи, тем более что он по эффективности не уступает существующим методам.

В данной работе изложен новый подход к строгому решению задачи. Сущность применяемой методики заключается в том, что интегральное уравнение для искомого поля в пределах щели сначала трансформируется в сумматорное уравнение относительно неизвестных коэффициентов разложения указанного поля по некоторой полной системе функций в пределах щели. Это уравнение затем методом ортогонализации<sup>I</sup> преобразуется в эквивалентную неоднородную бесконечную систему алгебраических уравнений второго рода. Эту систему можно решить методом редукции на ЭВМ для довольно широкого интервала изменения основного параметра  $l/\lambda$ , где  $l$  - ширина щели,  $\lambda$  - длина волны.

### I. СУММАТОРНОЕ УРАВНЕНИЕ ЗАДАЧИ

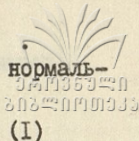
На рис. показано расположение щели в прямоугольной системе

---

<sup>I</sup> Теория этого метода и его некоторые применения были изложены в лекции автора на Всесоюзном школе-семинаре по вычислительным методам в г.Телави в 1976 г.

$(x, y, z)$  координат, причем она лежит в плоскости  $z=0$ .  
 Предположим, что на нее со стороны положительных  $z$   
 но падает плоская  $E$ -поляризованная волна

$$E_y = e^{ikz}$$



(  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  - длина волны, зависимость от времени берется в виде  $e^{i\omega t}$  ).

Поставим задачу об определении поля, возникающего в результате дифракции волны (I) на щели, и вычислим также характеристику рассеяния.

Если через  $E(x')$  обозначить значение поля в плоскости щели, где  $x'$  - координата текущей точки на этой плоскости, тогда, как известно [1], интегральное уравнение для  $E(x')$  имеет следующий вид

$$\int_{-a}^a E(x') \left\{ H_0^{(2)}(k|x-x'|) - \cos kx H_0^{(2)}(k|x'|) \right\} dx' = \frac{2}{k} (1 - \cos kx) \quad (2)$$

$(-a \leq x \leq a)$

где  $a$  - полуширина щели.

Введя новые переменные  $\eta' = x'/a$  и  $\eta = x/a$ , а также положив

$$K(\eta, \eta') = \frac{\varepsilon}{2} \left\{ H_0^{(2)}(\varepsilon|\eta - \eta'|) - \cos \varepsilon \eta H_0^{(2)}(\varepsilon|\eta') \right\}, \quad (3)$$

$$\varepsilon = ka, \quad f(\eta) = (1 - \cos \varepsilon \eta), \quad \Psi(\eta') \equiv E(a\eta'),$$

перепишем (2) в сокращенной форме

$$\int_{-1}^1 \Psi(\eta') K(\eta, \eta') d\eta' = f(\eta), \quad (-1 \leq \eta \leq 1) \quad (4)$$

Решение интегрального уравнения (4) можно искать в виде следующего ряда [1]

$$E(x') \equiv \Psi(\eta') = \sum_{n=0}^{\infty} x_n U_{2n+1}(\eta'),$$

где  $U_{2n+1}(\eta') = \sin[(2n+1) \arccos \eta']$  - функция Чебышева второго рода,  $x_n$  - неизвестные коэффициенты.

Подставляя (5) в (4) и изменив порядок суммирования и интегрирования, приходим относительно  $x_n$  к сумматорному урав-

$$\sum_{n=0}^{\infty} x_n \mathcal{F}_n(\gamma) = f(\gamma), \quad (-1 \leq \gamma \leq 1)$$

где

$$\mathcal{F}_n(\gamma) = \int_{-1}^1 K(\gamma \gamma') U_{2n+1}(\gamma') d\gamma' \quad (7)$$

Этот интеграл можно выразить через бесконечный ряд следующего вида (см. приложение I)

$$\mathcal{F}_n^2(\gamma) = \sum_{q=0}^{\infty} A_{qn} \frac{U_{2q+1}(\gamma)}{\sqrt{1-\gamma^2}}, \quad (8)$$

где

$$A_{qn} = \frac{(-1)^n}{2} (2n+1) (P_{qn} + Q_{qn}), \quad (9)$$

$$P_{qn} = \frac{2}{\varepsilon} (-1)^q (2q+1) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{2q+1}(\varepsilon \alpha) J_{2n+1}(\varepsilon \alpha)}{\alpha^2 \sqrt{1-\alpha^2}} d\alpha \quad (10)$$

$$Q_{qn} = -\frac{2}{\varepsilon} (-1)^q (2q+1) J_{2q+1}(\varepsilon) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{2n+1}(\varepsilon \alpha)}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}} d\alpha \quad (11)$$

(Вычисление интегралов, входящих в (10) и (11), дается в приложении II).

## 2. РЕШЕНИЕ СУММАТОРНОГО УРАВНЕНИЯ

Приступая к решению сумматорного уравнения (6), прежде всего преобразуем его в эквивалентную систему линейных бесконечных алгебраических уравнений второго рода. Формальный аппарат этого преобразования заключается в следующем: пусть  $\Phi_n(\gamma)$  и  $\Psi_n(\gamma)$  — последовательности некоторых ортогональных на интервале  $[-1, 1]$  функций, т. е.

$$\int_{-1}^1 \Phi_n(\gamma) \Phi_m(\gamma) \sigma(\gamma) d\gamma = \delta_{nm} \quad (12)$$

$$\int_{-1}^1 \Psi_n(\gamma) \Psi_m(\gamma) \chi(\gamma) d\gamma = \delta_{nm} \quad (13)$$

где  $\sigma(\gamma)$  и  $\chi(\gamma)$  - некоторые весовые функции; при этом мы предполагаем, что функции  $\Phi_n(\gamma)$  и  $\Psi_n(\gamma)$  не ортогональны между собой, т.е.

$$\int_{-1}^1 \Phi_n(\gamma) \Psi_m(\gamma) \sigma(\gamma) d\gamma \neq \delta_{nm}$$

Образует теперь вспомогательную функцию  $\mathcal{F}_n(\gamma) - \Phi_n(\gamma)$  и разложим ее в обобщенный ряд Фурье по функциям  $\Psi_m(\gamma)$  т.е.

$$\mathcal{F}_n(\gamma) - \Phi_n(\gamma) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m^{(n)} \Psi_m(\gamma), \quad (14)$$

причем коэффициенты  $B_m^{(n)}$  этого разложения определяются из очевидного соотношения

$$B_m^{(n)} = \sum_{s=0}^{\infty} A_{sn} \int_{-1}^1 \frac{U_{2s+1}(\gamma) \Psi_m(\gamma) \chi(\gamma) d\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} - \int_{-1}^1 \Phi_n(\gamma) \Psi_m(\gamma) \chi(\gamma) d\gamma \quad (15)$$

Определив из (14) функцию  $\mathcal{F}_n(\gamma)$  и подставляя ее в функциональное уравнение (6), получим

$$\sum_{n=0}^{\infty} x_n \Phi_n(\gamma) + \sum_{n=0}^{\infty} x_n \sum_{m=0}^{\infty} B_m^{(n)} \Psi_m(\gamma) = f(\gamma)$$

Умножив теперь обе части этого уравнения на  $\sigma(\gamma) \Phi_q(\gamma) d\gamma$ , проинтегрировав его от  $-1$  до  $+1$  и учитывая свойство (12), приходим к нужной системе бесконечных алгебраических уравнений второго рода относительно последовательности неизвестных  $x_n$



$$x_q + \sum_{n=0}^{\infty} x_n K_{nq} = b_q \quad (q=0, 1, 2, \dots), \quad (16)$$

где положено

$$K_{nq} = \sum_{m=0}^{\infty} B_m^{(n)} \int_{-1}^1 \Psi_m(\gamma) \Phi_q(\gamma) \delta(\gamma) d\gamma \quad (17)$$

$$b_q = \int_{-1}^1 f(\gamma) \Phi_q(\gamma) \delta(\gamma) d\gamma \quad (18)$$

Конкретизируем теперь структуру вспомогательных функций  $\Phi_n(\gamma)$ ,  $\Psi_m(\gamma)$ ,  $\delta(\gamma)$  и  $\chi(\gamma)$ ; при этом желательно подобрать их таким образом, чтобы интегралы, входящие в (15), (17) и (18) вычислялись в замкнутой форме. С этой целью положим:

$$\Phi_n(\gamma) = U_{2n+1}(\gamma), \quad \Psi_m(\gamma) = C_{2m}^1(\gamma) \quad (19)$$

где  $\delta(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{1-\gamma^2}}$ ,  $\chi(\gamma) = \sqrt{1-\gamma^2}$ ,  
 $C_{2m}^1(\gamma) = \sin[(2m+1)\varphi] / \sin \varphi$ , ( $\varphi = \arccos \gamma$ ) - функция Гегенбауера [8].

Подставляя (19) в выражения (15), (17) и (18), после вычисления интегралов, получаем

$$B_m^{(n)} = \frac{\pi}{2} A_{mn} - \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{(2n+2m)^2-1} - \frac{1}{(2n-2m)^2-1} \right],$$

$$b_q = \frac{2}{2q+1} \left[ 1 - J_0(\varepsilon) - \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(\varepsilon) \frac{2(2q+1)}{[2(q-m)+1][2(q+m)+1]} \right],$$

$$K_{nq} = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \frac{\pi}{2} A_{mn} - \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{(2n+2m)^2-1} - \frac{1}{(2n-2m)^2-1} \right] \right\} R_{mq},$$

где

$$R_{nq} = 2 \sum_{t=0}^{2m} \frac{(2q+1)}{(2q+2m-2t+1)(2q-2m+2t+1)}$$

Бесконечную систему уравнений (16) можно решить методом редукции; это следует из того, что имеют место оценки

$$\sum_{q=0}^{\infty} |b_q|^2 < \infty \quad \sum_{n,q=0}^{\infty} |K_{nq}|^2 < \infty$$

Эти условия гарантируют также, что последовательность приближенных решений системы (16), получаемых с помощью указанного метода, при увеличении числа решаемых уравнений (т.е. порядка усечения) будет сходиться к точному решению, причем скорость сходимости существенно зависит от параметра щели  $\varepsilon = ka$ . Дело в том, что матричные элементы  $K_{nq}$  системы (16) зависят от параметра  $\varepsilon$  через коэффициенты  $A_{mn}$  (см. (21) и (9)), при этом скорость убывания указанных элементов при  $n \rightarrow \infty$  и  $q \rightarrow \infty$  определяется численным значением  $\varepsilon$ . В самом деле, можно показать, что (см. приложение II) коэффициенты  $A_{mn}$  пропорциональны величине  $(\varepsilon/2)^{2n+1} / (2n+1)!$ , поэтому из (21) следует, что при  $n \rightarrow \infty$  и  $q \rightarrow \infty$  матричные элементы  $K_{nq}$  убывают по закону

$$\frac{1}{q} \left( C_1 \frac{\varepsilon^{2n+1}}{2^{2n+1} (2n+1)!} + \frac{C_2}{n^2} \right) \rightarrow 0$$

где  $C_1$  и  $C_2$  - некоторые константы. Отсюда и следует, что при малых  $\varepsilon$  матричные элементы  $K_{nq}$  с ростом  $n$  и  $q$  исчезают как  $C_2/qn^2$ , а при больших  $\varepsilon$  этот же закон убывания матричных элементов поддерживается при  $2n+1 > \varepsilon$ ,

поскольку в этом случае первое слагаемое в скобках (22) становится значительно меньшим по сравнению с членом  $c_2/n^2$ . Неравенство  $(2n+1) > \epsilon$  позволяет ориентировочно определить количество уравнений в усеченной системе. Действительно, если  $N$  — есть количество этих уравнений, тогда мы должны потребовать, чтобы имело место неравенство  $2N+1 > \epsilon = k\alpha$ , или, что то же самое,

$$N > \frac{k\ell - 2}{4}$$

где  $\ell = 2\alpha$  — ширина щели. Из последнего соотношения следует, что если, например,  $k\ell = 10$ , тогда число уравнений  $N$  в усеченной системе должно определяться из условия  $N > 2$ , а при  $k\ell = 20$  — из условия  $N > 5$  и т.д.

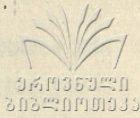
Обозначив теперь через  $x_n^{(N)}$  решение усеченной системы, можно записать

$$x_n^{(N)} = \Delta_n^{(N)} / \Delta_N$$

где  $\Delta_N$  — определитель усеченной системы, а  $\Delta_n^{(N)}$  — определитель, получающийся из  $\Delta_N$  заменой столбца, составленного из коэффициентов  $K_{nq}$  при неизвестных  $x_n^{(N)}$ , столбцом, составленным из свободных членов  $b_q$ .

### 3. ХАРАКТЕРИСТИКА НАПРАВЛЕННОСТИ

Чтобы получить аналитическое выражение для диаграммы направленности щели, вычислим прежде всего величину рассеянного поля в дальней зоне. Общее выражение напряженности электрического поля, как известно, имеет вид [1]



где 
$$E(x, z) = v(z) \mp \frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial z} \int_{-a}^a E(x') H_0^{(1)}(k\sqrt{(x-x')^2 + z^2}) dx',$$

$$v(z) = \begin{cases} 0 & \text{при } z > 0 \\ e^{-ikz} & \text{при } z < 0 \end{cases}$$

Используя Фурье-представление функции Ханкеля

$$H_0^{(1)}(k\sqrt{(x-x')^2 + z^2}) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik\alpha(x-x') + ik\sqrt{1-\alpha^2}z} \frac{d\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}},$$

перепишем (22) в виде

$$E(x, z) = v(z) \pm \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik\alpha x + ikz\sqrt{1-\alpha^2}} \left[ \int_{-a}^a E(x') e^{-ik\alpha x'} dx' \right] d\alpha$$

Поскольку, в силу (5)

$$\int_{-a}^a E(x') e^{-ik\alpha x'} dx' = \frac{a\mathcal{E}}{\alpha} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) x_n J_{2n+1}(\mathcal{E}),$$

будем иметь

$$E(x, z) = v(z) \pm \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) x_n \int_{-\infty}^{\infty} J_{2n+1}(\mathcal{E}\alpha) \frac{e^{ikx\alpha + ikz\sqrt{1-\alpha^2}} d\alpha}{\alpha}$$

Введя подстановку  $\alpha = \cos \theta$  и учитывая, что  $x = R \cos \psi$  и  $z = R \sin \psi$  (см. рис. I), получим

$$E(x, z) = v(z) \pm \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) x_n Q_n(R, \psi),$$

где

$$Q_n(R, \psi) = \int_{-\infty}^{+\infty} J_{2n+1}(\varepsilon \cos \vartheta) \operatorname{tg} \vartheta e^{ikR \cos(\vartheta - \psi)} d\vartheta$$

Деформируя контур интегрирования с помощью подстановки  $\cos(\vartheta - \psi) = 1 + i\xi^2$ , преобразуем последний интеграл к виду

$$Q_n(R, \psi) = 2i \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ikR - kR\xi^2} \operatorname{tg} \vartheta(\xi) J_{2n+1}(\varepsilon \cos \vartheta(\xi)) \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 - 2i}}$$

$$\vartheta(\xi) = \psi + \arccos(1 + i\xi^2)$$

При  $kR \gg 1$  приближенное значение этого интеграла можно вычислить с помощью метода стационарной фазы, в результате получаем

$$Q_n(R, \psi) = -i \sqrt{\frac{2\pi i}{kR}} e^{ikR} \operatorname{tg} \psi J_{2n+1}(\varepsilon \cos \psi) + O\left(\frac{1}{k^{3/2} R^{3/2}}\right),$$

следовательно, значение поля в дальней зоне определяется следующей асимптотической формулой

$$E(x, z) \cong U(z) \pm \frac{i}{2} \sqrt{\frac{2\pi i}{kR}} e^{ikR} \operatorname{tg} \psi \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) x_n J_{2n+1}(\varepsilon \cos \psi)$$

Функция

$$\mathcal{F}(\psi) = 2 \operatorname{tg} \psi \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) x_n J_{2n+1}(\varepsilon \cos \psi),$$

определяющая зависимость рассеянного поля от полярного угла  $\psi$ , представляет собой характеристику направленности щели. Скорость сходимости ряда в (26) существенно зависит от численного значения величины  $\varepsilon$ . Ряд сходится достаточно быстро (для численных расчетов), когда ширина щели  $\ell$  не превосходит существенно

длины волны  $\lambda$  (при  $\varepsilon = \frac{k\ell}{2} < 1$ ). Хотя ряд сходится для всех  $\varepsilon$ , однако число членов  $N$  ряда, которые следует учитывать при вычислении его суммы, должно быть определено с учетом соотношения  $2N+1 > \varepsilon \cos \psi - 1$  или, что то же самое,

$$N > \frac{\varepsilon \cos \psi - 1}{2},$$

поскольку в этом случае функции Бесселя  $J_{2n+1}(\varepsilon \cos \psi)$  при  $n > N$  начинают убывать по экспоненциальному закону с ростом  $n$ .

При  $\varepsilon < 1$  в формуле (24) можно учесть лишь только первый член ряда и мы получаем приближенно

$$\mathcal{F}(\psi) = 2x_0 \operatorname{tg} \psi \cdot J_1(\varepsilon \cos \psi) \quad (25)$$

Поскольку величины  $x_n$ , входящие в формулу (24), комплексны, то при построении диаграмм направленности щели при различных  $\varepsilon$ , следует вычислить модуль функции  $\mathcal{F}(\psi)$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный выше метод позволяет эффективно решить задачу дифракции плоской волны на бесконечной щели. Окончательные результаты приведены к виду, удобному для проведения численных расчетов на ЭВМ, что дает возможность определить основные дифракционные характеристики щели в широком диапазоне изменения параметра  $\varepsilon = k\ell/2$ . При численной реализации решения системы (16) методом усечения на ЭВМ, необходимо одновременно исследовать зависимость приближенного решения  $x_n^{(N)}$  от числа решаемых уравнений и таким путем установить необходимый порядок усечения.



Покажем, что из формулы (6) следует (7). Воспользуемся соотношением

$$H_0^{(1)}(\varepsilon|\xi|) = \frac{1}{\mathcal{H}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\xi\varepsilon\alpha}}{\sqrt{1-\alpha^2}} d\alpha$$

и учитывая (2), перепишем (6) в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_n^{\mathcal{D}}(\eta) &= \frac{\varepsilon}{2\mathcal{H}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\xi\varepsilon\alpha} \frac{d\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}} \int_{-1}^1 U_{2n+1}(\eta') e^{-i\alpha\eta'\varepsilon} d\eta' - \\ &- \frac{\varepsilon}{2\mathcal{H}} \cos\varepsilon\eta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}} \int_{-1}^1 U_{2n+1}(\eta') e^{i\alpha\varepsilon\eta'} d\eta'. \end{aligned}$$

Поскольку

$$\int_{-1}^1 U_{2n+1}(\eta') e^{\pm i\alpha\varepsilon\eta'} d\eta' = \frac{\mathcal{H}}{\alpha\varepsilon} (-1)^n (2n+1) J_{2n+1}(\varepsilon\alpha),$$

имеем

$$\mathcal{F}_n^{\mathcal{D}}(\eta) = \frac{(-1)^n (2n+1)}{2} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha\varepsilon\eta} J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) \frac{d\alpha}{\alpha\sqrt{1-\alpha^2}} - \cos\varepsilon\eta \int_{-\infty}^{\infty} J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) \frac{d\alpha}{\alpha\sqrt{1-\alpha^2}} \right\}$$

Заметив, что [I]

$$\cos\varepsilon\alpha\eta = 2 \sum_{q=0}^{\infty} (-1)^q (2q+1) \frac{U_{2q+1}(\eta)}{\alpha\varepsilon\sqrt{1-\eta^2}} J_{2q+1}(\varepsilon\alpha)$$

и введя обозначения

$$P_{qn}(\varepsilon) = 2 \frac{(-1)^q (2q+1)}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{2q+1}(\varepsilon\alpha) J_{2n+1}(\varepsilon\alpha)}{\alpha^2 \sqrt{1-\alpha^2}} d\alpha$$

$$Q_{qn}(\varepsilon) = 2(-1)^{q+1} \frac{J_{2q+1}(\varepsilon)}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) \frac{d\alpha}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}},$$

получаем

$$\mathcal{P}_n^q(\nu) = \sum_{q=0}^{\infty} A_{qn} \frac{U_{2q+1}(\nu)}{\sqrt{1-\nu^2}},$$

где  $A_{qn}$  дается формулой (9), что и надо было показать.

## ПРИЛОЖЕНИЕ II

Вычислим интегралы, входящие в выражения (I0) и (II).

Введем обозначения

$$\Gamma_n(\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) d\alpha}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}}, \quad (I)$$

$$\Gamma_{qn}(\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{2q+1}(\varepsilon\alpha) J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) d\alpha}{\alpha^2 \sqrt{1-\alpha^2}} \quad (II)$$

Сначала вычислим интеграл (I); с этой целью перепишем его в виде

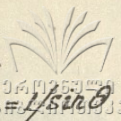
$$\Gamma_n(\alpha) = 2 \int_0^1 \frac{J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) d\alpha}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}} + 2 \int_1^{\infty} \frac{J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) d\alpha}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}} \quad (III)$$

Как известно [7],

$$\int_0^1 \frac{J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) d\alpha}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}} = \frac{\varepsilon^{2n+1} B(\frac{3}{2}, n+\frac{1}{2})}{2^{2n+1} (2n+1)!} {}_1F_2(n+\frac{1}{2}; 2(n+1), 2n+1; -\varepsilon^2/4), \quad (IV)$$



где  $J_{2n+1}^{\varepsilon}$  - обобщенная гипергеометрическая функция.



Второй интеграл справа в (III), после подстановки  $\alpha = \frac{\varepsilon}{\sin \vartheta}$  принимает вид

$$\int_1^{\infty} \frac{J_{2n+1}(\varepsilon \alpha) d\alpha}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}} = -i \int_0^{\frac{\pi}{2}} J_{2n+1}\left(\frac{\varepsilon}{\sin \vartheta}\right) d\vartheta, \quad (V)$$

для приближенного вычисления которого можно использовать известные правила (правила Симпсона, трапеции и т.д.).

Попутно заметим, что поскольку подынтегральная функция  $J_{2n+1}(\varepsilon/\sin \vartheta)$  непрерывна в интервале интегрирования, то имеет место оценка

$$R_n = \left| \int_1^{\infty} \frac{J_{2n+1}(\varepsilon \alpha) d\alpha}{\alpha \sqrt{1-\alpha^2}} \right| < \left| J_{2n+1}(\varepsilon) \right| \frac{\pi}{2},$$

а при  $(2n+1) > \varepsilon$ , согласно неравенству Бесселя  $|J_{2n+1}(\varepsilon)| < (\frac{\varepsilon}{2})^{2n+1} / (2n+1)!$ , будем иметь  $R_n < \frac{\pi}{2} (\frac{\varepsilon}{2})^{2n+1} / (2n+1)!$

Таким образом, при  $(2n+1) > \varepsilon$  для функции  $\Gamma_n(\varepsilon)$  мы имеем следующую оценку

$$\Gamma_n(\varepsilon) \sim \left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^{2n+1} / (2n+1)!$$

Перейдем теперь к вычислению интеграла (II). Сначала перепишем его в виде

(VI)

$$\Gamma_n(\varepsilon) = 2 \int_0^1 \frac{J_{2q+1}(\varepsilon \alpha) J_{2n+1}(\varepsilon \alpha) d\alpha}{\alpha^2 \sqrt{1-\alpha^2}} + 2 \int_1^{\infty} \frac{J_{2q+1}(\varepsilon \alpha) J_{2n+1}(\varepsilon \alpha) d\alpha}{\alpha^2 \sqrt{1-\alpha^2}}$$

При вычислении интеграла в пределах от 0 до 1 воспользуемся известным разложением для произведения бesselевых функций

$$J_{2q+1}(\varepsilon\alpha)J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) = \sum_{s=0}^{\infty} A_{sqn}(\varepsilon)\alpha^{2(n+q+s+1)},$$

где

$$A_{sqn}(\varepsilon) = (-1)^s \frac{\varepsilon^{2(n+q+s+1)} (2n+2q+2s+2)!}{(2n+2q+s+2)! (2n+s+1)! (2q+s+1)! 2^{2(n+q+s+1)}},$$

поэтому

$$\int_0^1 \frac{J_{2q+1}(\varepsilon\alpha)J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) d\alpha}{\alpha^2 \sqrt{1-\alpha^2}} = \frac{\pi}{2} \sum_{s=0}^{\infty} A_{sqn} \frac{[2(n+q+s-1)]!!}{[2(n+q+s+1)]!!}$$

При этом мы учли, что

$$\int_0^1 \frac{x^{2m} dx}{\sqrt{1-x^2}} = \frac{\pi}{2} \frac{(2m-1)!!}{(2m)!!}$$

Чтобы преобразовать интеграл от 1 до  $\infty$  в правой части (VI) к виду, удобному для проведения приближенного интегрирования, введем новую переменную  $\sin\theta = 1/\alpha$ , тогда получим

$$\begin{aligned} R_{qn}(\varepsilon) &= \int_1^{\infty} \frac{J_{2q+1}(\varepsilon\alpha)J_{2n+1}(\varepsilon\alpha) d\alpha}{\alpha^2 \sqrt{1-\alpha^2}} = \\ &= -i \int_0^{\pi/2} \sin\theta J_{2q+1}(\varepsilon/\sin\theta) J_{2n+1}(\varepsilon/\sin\theta) d\theta \end{aligned}$$

В силу непрерывности подынтегральной функции по  $\theta$  следует оценка

$$|R_{qn}| < |J_{2q+1}(\varepsilon) J_{2n+1}(\varepsilon)|$$

Таким образом, вместо (VI) получаем окончательно

$$\Gamma_{qn}(\varepsilon) = \pi \sum_{s=0}^{\infty} A_{sqn}(\varepsilon) \frac{[2(n+q+s-1)]!!}{[2(n+q+s)]!!} - 2R_{qn}(\varepsilon)$$

Поступило 10.XII.76.

Кафедра радиофизики

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Х.Хёниг, А.Мауэ, К.Вестифаль, Теория дифракции, "Мир", 1964.
2. Skavlem S., Arch. Math. Naturv., 51, 61 (1951).
3. М.Д.Хаскинд, Л.А.Вайнштейн, Радиотехника и электроника, 1964, 9, 10, 1800.
4. А.Т.Фиалковский, Радиотехника и электроника, 1966, 11, 2, 178.
5. П.Я.Уфимцев, Метод краевых волн в физической теории дифракции, "Сов.радио", 1962..
6. Е.И.Нефёдов, А.Т.Фиалковский, Асимптотическая теория дифракции электромагнитных волн на конечных структурах, "Наука", 1972.
7. Г.Бейтмен и А.Эрдей, Таблицы интегральных преобразований, т.П, "Наука", 1970.
8. И.С.Градштейн и И.М.Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, ФМ, 1963.

ՄԱՍԻՆԻՄԱՆ ԵՐԺՎԵՐ ԵՎ ԵՐԿՐԱԿԱՆ ԵՐԿՐԱԿԱՆ ԵՐԿՐԱԿԱՆ  
ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԵՐԿՐԱԿԱՆ

Ե Ր Կ Ր Ա Ն Ե Ր

Առաջինը ըստ գաղափարների սխեմայի մեթոդով երկրաչափական  
ֆիզիկական Ֆիզիկական ՄԱՍԻՆԻՄԱՆ ԵՐԺՎԵՐ ԵՎ ԵՐԿՐԱԿԱՆ  
ԵՐԿՐԱԿԱՆ ԵՐԿՐԱԿԱՆ ԵՐԿՐԱԿԱՆ

G. Kevanishvili

DIFFRACTION OF A PLANE ELECTROMAGNETIC  
WAVE ON AN INFINITE GAP

S u m m a r y

A modern method is given for the solution of a problem of plane  
electromagnetic waves diffraction on an infinite gap.

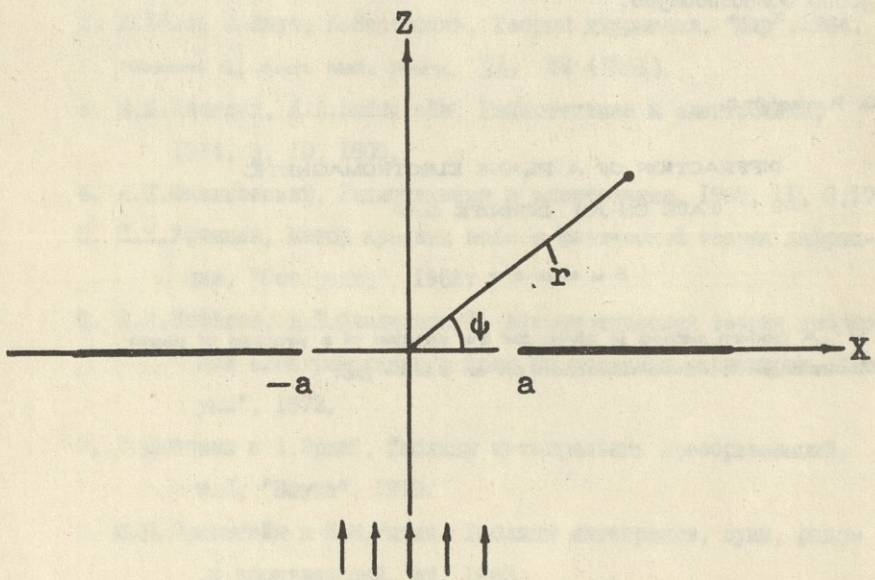
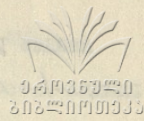


Рис. I



თბილისის შრომის წითელი გერბის თბილისის სახელმწიფო  
 უნივერსიტეტის შრომები

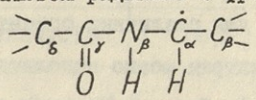
Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
 государственного университета  
 188, 1977

СПЕКТРЫ ЭПР  $\gamma$ -ОБЛУЧЕННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ГЛИЦИЛ- $L$ -  
 $-\alpha$ - АЛАНИНА

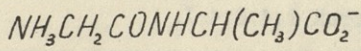
Г.А.Алманов, Л.Я.Джавахишвили, Г.Д.Кетиладзе

Строение радикальных продуктов радиолиза простейших фрагментов белков - пептидов по сравнению с аминокислотами мало изучено.

В облученных дипептидах [I - 9] при комнатной температуре стабильными являются радикалы с фрагментом типа:



В процессе изучения воздействия излучения на пептиды мы исследовали  $\gamma$ -облученные при комнатной температуре монокристаллы дипептида глицил- $L$ - $\alpha$ -аланина:



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Монокристаллы обычного и дейтерозамещенного образцов глицил- $L$ - $\alpha$ -аланина выращивались в насыщенном растворе обычной и тяжелой воды медленным испарением при комнатной температуре.

Анализ рентгенограмм показал, что выращенные монокристаллы глицил- $\beta$ - $\alpha$ -аланина относятся к моноклинной сингонии:

$$a = 9,93 \text{ \AA}; \quad b = 4,7 \text{ \AA}; \quad c = 6,8 \text{ \AA}; \quad \beta = 111^\circ$$

Облучение монокристаллов проводилось на  $\gamma$ -источнике  $\text{Co}^{60}$ . Доза облучения составляла  $\sim 10$  Мрад.

Спектры ЭПР регистрировались в виде второй производной линии поглощения.

Величины констант СТВ (сверхтонких взаимодействий) исследуемых радикалов получены путем анализа спектров ЭПР для трех взаимно ортогональных ориентаций кристалла в магнитном поле спектрометра, совпадающих с направлениями кристаллографических осей  $a^*$ ,  $b$ ,  $c$ .

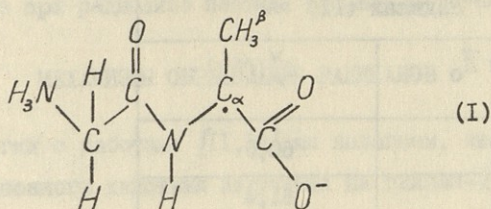
#### РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Запись спектров ЭПР облученного при комнатной температуре кристалла глицил- $\beta$ - $\alpha$ -аланина проводилась при последовательном вращении кристалла через каждые  $30^\circ$ . В качестве осей вращения были выбраны оси, совпадающие с направлениями  $a^*$ ,  $b$ ,  $c$ .

Анализ спектров (рис. 1, 2) для различных ориентаций кристалла показывает, что в этих спектрах можно выделить две группы линий СТВ (сверхтонкой структуры). При этом первая группа линий состоит из слабо анизотропного квадруплета с соотношением интенсивностей 1:3:3:1, а вторая группа — из квинтета с соотношением интенсивностей 1:4:6:4:1.

Регистрируемый в спектре квадруплет можно объяснить, если считать, что неспаренный электрон в радикале имеет СТВ с тремя

эквивалентными протонами, т.е. радикалы в данном случае имеют структуру:



Величины констант СТВ, полученные при анализе спектров для трех взаимно ортогональных ориентаций кристалла, приведены в таблице I.

Таблица I

Радикал	$NH_3^+CH_2CONH\dot{C}H(CH_3)CO_2^-$ I	
Ориентация $\vec{H}_0$ ( $\alpha^H, \beta, \gamma$ )	$a_\beta^H$ (Мгц)	$\rho_c^\alpha$
$H_0$ [1,0,0]	60,2	0,77
$H_0$ [0,1,0]	62,4	
$H_0$ [0,0,1]	66,4	
Изотр. знач. СТВ	63,0	

Из формулы  $a_\beta^H = 1/2 Q^B \rho_c^\alpha$ , где  $a_\beta^H = 63$  Мгц. (см. табл. I), при  $Q^B = 164$  Мгц. определяем спиновую плотность  $\rho_c^\alpha$  на  $C_\alpha$ - атоме углерода исследуемого радикала (I); она составляет - 0,77.

Линии СТС наблюдаемого квинтета тоже проявляет слабую анизотропию при вращении монокристалла. Расщепление между линиями СТС квинтета составляет 61,5 Мгц. (см.табл. 2).



Радикал (II)	
Ориентация $\vec{H}_O$ (a*, b, c)	$a''$ (Мгц)
$H_O [1,0,0]$	60,0
$H_O [0,1,0]$	61,4
$H_O [0,0,1]$	63,0
Изотр. знач. СТВ	61,5

Исходя из величины полного расщепления квинтета в спектре и биномиального распределения интенсивностей 1:4:6:4:1 компонент, можно полагать, что регистрируемая СТС обусловлена взаимодействием неспаренного электрона с четырьмя эквивалентными протонами.

Можно было предположить, что четвертым эквивалентным протоном для некоторых радикалов типа (I) мог послужить амидный протон, который, казалось, из-за конформационного поворота, вышел из плоскости радикального фрагмента на  $30^\circ$  /6/ (в этом случае СТВ с протоном амидной группы обусловлена сверхсопряжением и равна 60 Мгц.). Однако замещение дейтерием амидного протона /15/ не привело к изменению картины СТС в спектрах ЭПР облученных дейтерозамещенных монокристаллов глицил-L- $\alpha$ -аланина. Отсюда следует, что протон амидной группы не вносит вклада в СТС.

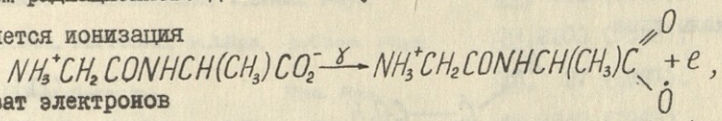
Судя по молекулярной структуре глицил-L- $\alpha$ -аланина, другие возможные структуры радикалов не соответствуют полученному квинтету.

Не исключено, что образование второго радикала связано с существенными изменениями молекулярной структуры глицил-L-

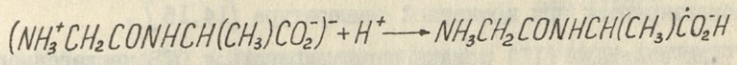
-α- аланина. Поэтому рассмотрим возможные механизмы образования радикалов при радиоллизе пептида глицил-*L*-α-аланина. ЭНЕРГЕТИКА  
302:010133

### МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИКАЛОВ

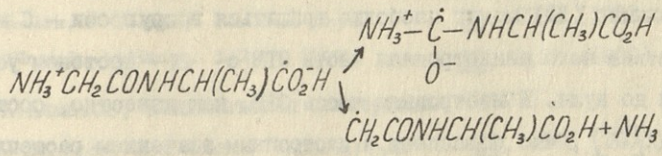
По аналогии с работами [11,12] мы полагаем, что первичным актом радиационного действия излучения на глицил-*L*-α-аланин является ионизация



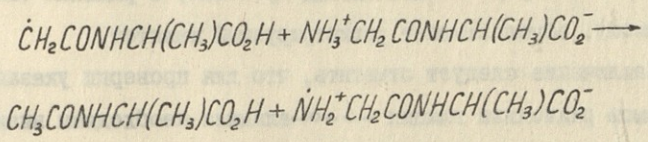
$e + NH_3^+CH_2CONHCH(CH_3)CO_2^- \rightarrow (NH_3^+CH_2CONHCH(CH_3)CO_2^-)^{\cdot}$   
и протонирование



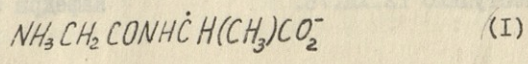
За счет внутримолекулярного переноса заряда [13,12,14] распад радикала может протекать по двум механизмам:



Радикалы  $\dot{C}H_2CONHCH(CH_3)CO_2H$ , по-видимому, вступают в реакцию с соседней молекулой [12]:

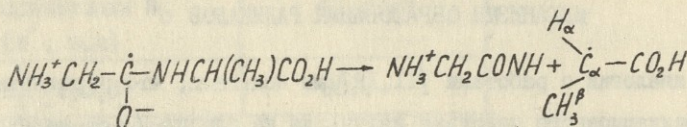


Изомеризация приводит к стабилизации радикалов типа

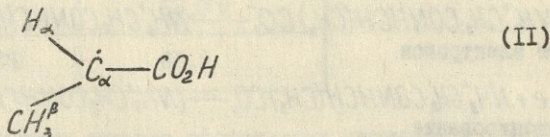


наблюдаемых при комнатной температуре.

За счет разрыва пептидной связи может протекать диссоциация радикала



Радикалы типа



стабилизируются при комнатной температуре [14,15].

Для радикала (II) должна регистрироваться СТВ неспаренного электрона с тремя эквивалентными протонами метильной группы и с  $\alpha$ -протоном в  $\alpha$ -положении относительно радикального центра.

Радикал (II) может свободно вращаться вокруг оси - C - C -, вследствие чего анизотропная часть СТВ с  $\alpha$ -протоном усредняется до нуля. А изотропная часть СТВ, как известно, составляет 62 МГц [16], что совпадает с изотропным значением расщепления квинтета в спектре (см.табл.2).

Т.о.,  $\alpha$ -протон, вследствие вращения вокруг оси - C - C -, становится четвертым эквивалентным протоном, и радикал (II), по-видимому, обуславливает регистрируемый квинтет.

В заключение следует отметить, что для проверки указанных механизмов радиоллиза глиция -L- $\alpha$ -аланина необходимы низкотемпературные исследования в широком интервале температур.

Поступило 12.XII.76.

Кафедра экспериментальной  
физики



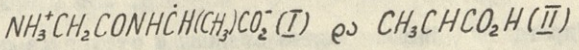
1. I.Miyagawa, Y.Kurita, W.Gordy, J. Chem.Phys. 33, 1599 (1960).
2. M.Katayama, W.Gordy, J.Chem.Phys. 35, 117 (1961).
3. W.Lin, C.McDowell, J.Mol. Phys. 4, 333 (1961).
4. E.Cipollini, W.Gordy, J.Chem. Phys. 37, 2143 (1962).
5. L.Rao, M.Katauama, J.Chem. Phys. 37, 382 (1962).
6. H.Box, H.Freund, K.Lilga, J.Chem. Phys. 38, 2100 (1963).
7. R.Mangiaracina, Rad. Res. 32, 27 (1967).
8. Y. Wells, H. Box, J.Chem. Phys. 48, 2542 (1968).
9. Н.Д.Чувилкин, П.В.Счастнев, Г.А.Алманов, Ю.Д.Цветков, ТЭХ, 6, 359 (1970).
10. Ю.Н.Чирагадзе, Инфракрасные спектры и структура полипептидов и белков, М., "Наука", (1965).
11. H.Box, E.Budzinoki, K.Lilga, J. Chem. Phys 57, 4295 (1972).
12. Y.Sinclair, P.Codella, J.Chem Phys. 59, 1569 (1973).
13. Y. Sinclair, M.Hanna, J.Chem. Phys. 50, 2125 (1969).
14. Г.А.Алманов, Кандидатская диссертация (1973).
15. D.A.Hampton, G.C.Moulton, J.Chem.Phys. 59, 4565 (1973).
16. H. Box, H.Freund, K.Lilga, E.Budzinski, 63, 2059 (1975).  
J.Chem. Phys.

ბ.ალმანოვი, ლ.ჯავახიშვილი, გ.კეთილაძე

$\gamma$ -დასხივადანი გლიცინი - L -  $\alpha$ -ალანინის  
მონოკრისტალის ეპრ სპექტრი

რ ე ბ ი უ მ ე

ელექტრონული პარამაგნიტური რეზონანსის მეტოდი ნაჩვენებია, რომ დასხივადანი გლიცინი - L -  $\alpha$  - ალანინის მონოკრისტალში ოთხხის ტემპერატურაზე სტაბილურია ორი ტიპის რადიკალი:



ამ რადიკალებისათვის გამოიღოა გენერირი ურთიერთმედეგის მუდმივა გაუწყვილებელი ელექტრონისა წყაროსა ატომებთან  $\alpha$  და  $\beta$  მდებარეობაში და განსაზღვრულია ელექტრონის სპინური სიმკვრივე ნახშირბადის ცენტრალურ ატომზე.

განხილულია შესაძლო გზები I და II რადიკალების წარმოქმნისა დასხივადანი გლიცინი - L -  $\alpha$  - ალანინის მონოკრისტალში.

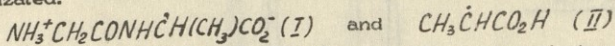
G. Almanov, L. Javakhishvili, G. Ketiladze

GLICIL - L -  $\alpha$  - ALANEENS  $\gamma$ -IRRADIATED  
MONOCRYSTALS EPR SPECTRUM

Summary

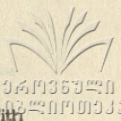
By using EPR method it is shown that in radiated monocrystal glicil-L- $\alpha$ -alaneen at the room temperature two types of radicals are

stabilized:



The constants of hyperfine interaction of unpaired electron with and protons are measured and electron spin density at the central atom C is obtained.

Possible mechanisms of appearing of observed radicals I and II in radiated monocystal glycol-L-α-alanine are considered.



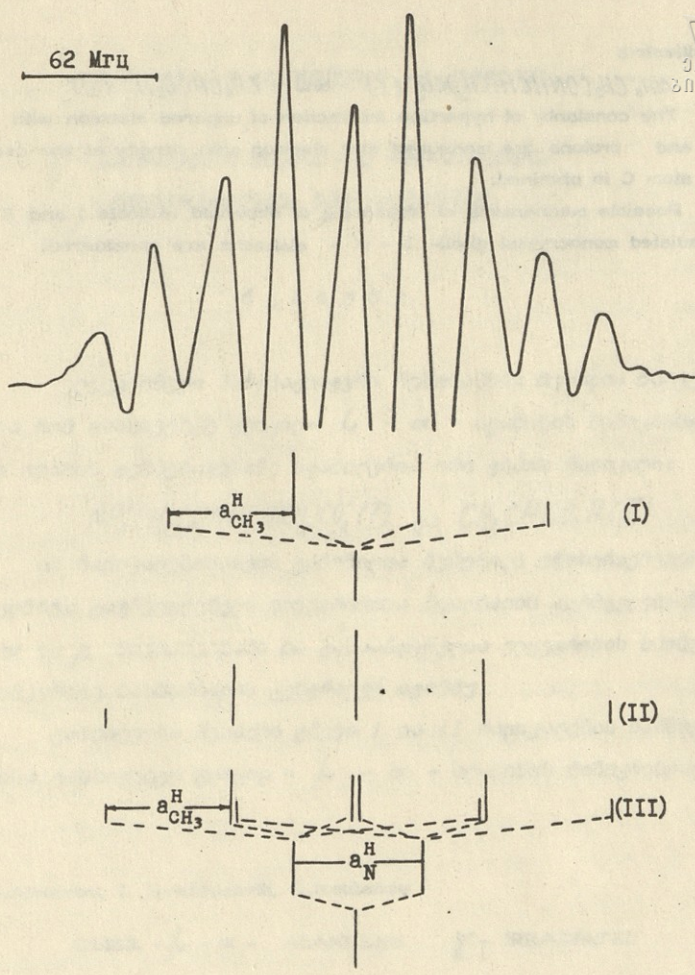


Рис. I. Спектр ЭПР (вторая производная) и его анализ для облученного монокристалла глицил- $L$ - $\alpha$ -аланина ( $300^\circ K$ ) для ориентации  $\vec{H}_0 [0, 1, 0]$ .

- I - анализ для квадруплета.
- II - анализ для квинтета.
- III - анализ квинтета с учетом наложения близко расположенных компонент СТС.

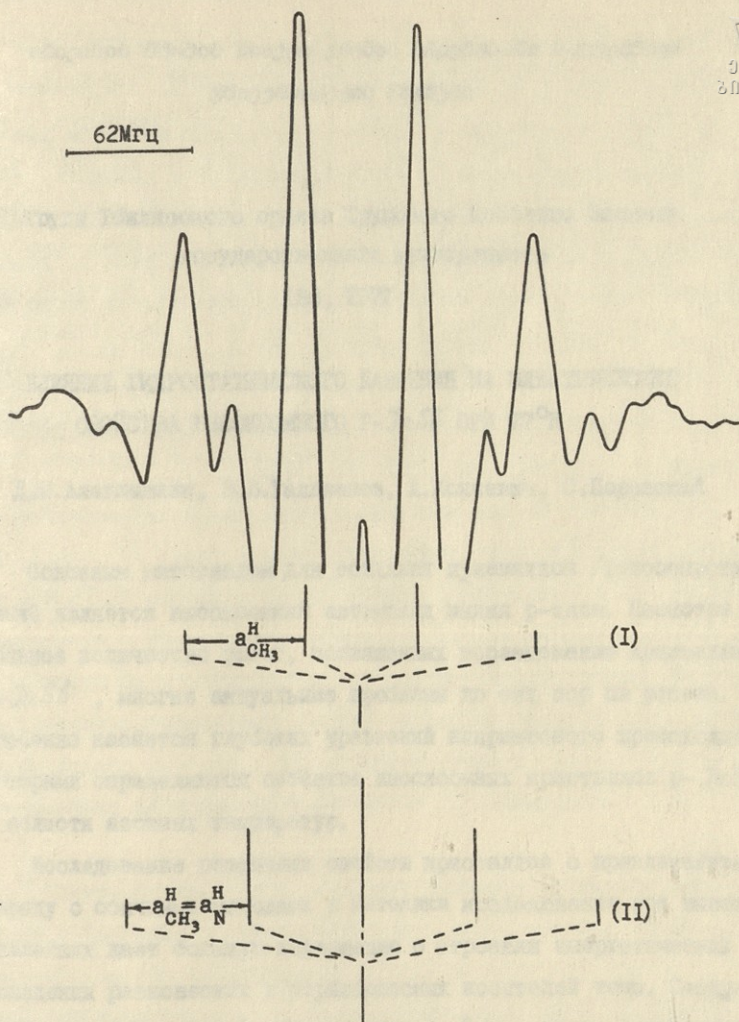


Рис.2. Спектр ЭПР (вторая производная) и его анализ для облученного монокристалла глицил-*L*- $\alpha$ -аланина (300°K) для ориентации  $\vec{H}_0 [V\sqrt{2}, 0, 0]$ .

I - анализ для квадруплета.

II - анализ для квинтета.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

188, 1977

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ  
СВОЙСТВА ВЫСОКООМНОГО  $p\text{-InSb}$  ПРИ  $77^{\circ}\text{K}$

Д.И.Аладашвили, В.В.Галаванов, Л.Кончевич, С.Поровский

Основным материалом для создания приемников /фотосопротивлений является высокоомный антимоид индия  $p$ -типа. Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию кристаллов  $p\text{-InSb}$ , многие актуальные проблемы до сих пор не решены. Это особенно касается глубоких уравнений непримесного происхождения, которыми определяются свойства высокоомных кристаллов  $p\text{-InSb}$  в области азотных температур.

Исследование различных свойств кристаллов с привлечением наряду с обычными методами и методики исследования при высоких давлениях дает богатую информацию о строении энергетических зон, поведении равновесных и неравновесных носителей тока. Следует особо отметить, что кристаллы типа  $p\text{-Ge}$  очень чувствительны к одноосной деформации и поэтому для исследования влияния гидростатического давления на электрические, гальваноманнитные и другие физические свойства  $p\text{-InSb}$  требуется создание чисто гидро-

статических давлений, без какой-либо степени неоднородности. При высоких температурах это не вызывает особых затруднений, но при низких температурах основной трудностью является резкое уменьшение пластичности веществ, передающих давление. Методом, который позволяет получить чисто гидростатические давления в низких температурах, является метод создания давления непосредственно при низких температурах путем сжатия гелия или водорода. Но большие методические трудности, связанные с проблемой получения высоких давлений таким путем, привели к тому, что в настоящее время очень мало работ по исследованию влияния давления на свойства кристаллов типа  $p$ - $Ge$ .

В данной работе для создания высоких чисто гидростатических давлений применялся компрессор газовый типа  $IF - 012$ , который позволяет получить в газовой среде давление до 15 000 бар. Давление из компрессора по капилляру передавалось в низкотемпературную камеру высокого давления, изготовленную из бериллиевой бронзы, где находился образец. Средой, передающей давление, служил газообразный химически чистый гелий. Давление создавалось при  $77^{\circ}K$  и определялось по изменению сопротивления манганиновой катушки.

Электрические параметры исследованных образцов при  $77^{\circ}K$  и атмосферном давлении даны в таблице. Все исследованные образцы были однородны с точностью до 10%, т.е. холловская концентрация, измеренная на двух пар зондов, отстоящих друг от друга на 4 мм, отличалась не более чем на 10%.

Образцы имели размеры  $10 \times 1 \times 1$  мм<sup>3</sup>. Поверхность образцов протравливалась в  $CP-4$ . Токовые и потенциальные контакты припаива-

лись индием.

На рис. I приводятся относительные изменения сопротивления  $\rho$  и постоянной Холла  $R$  с давлением  $P$  для образца № 2. Как видно из рисунка, с ростом давления  $\rho$  и  $R$  увеличиваются и при больших давлениях имеют тенденцию к насыщению. Такая картина поведения  $\rho$  и  $R$  является характерной для всех высокоомных образцов р- $JnSb$ . Причем, чем меньше концентрация дырок в образце, тем позже начинается стремление к насыщению. Это наглядно видно из рисунков 2 и 3, где показаны относительные изменения сопротивления /рис.2/ и коэффициента Холла /рис.3/ для различных высокоомных образцов р- $JnSb$ .

Т а б л и ц а

№ образца	$\rho, \text{см}^{-3}$ при $77^\circ\text{K}$	подвижность $\text{см}^2/\text{в.сек}$
1	$3,2 \cdot 10^{12}$	9200
2	$3,5 \cdot 10^{12}$	2700
3	$4,2 \cdot 10^{12}$	5100
4	$6,3 \cdot 10^{12}$	4700
5	$2,1 \cdot 10^{12}$	10000

Для объяснения вышеприведенных экспериментальных данных предположим, что в запрещенной зоне полупроводника имеются три уровня: мелкий донорный с концентрацией  $N_d$ , мелкий акцепторный с концентрацией  $N_a$  и энергией активации  $E_a$  и глубокий уровень с концентрацией  $N_t$  и энергией активации  $E_t$ . Допустим, что  $N_a > N_d$ . Отметим, что мелкие акцепторы в рассматриваемом случае ионизированы, т.к. энергия мелкого акцепторного уров-

ня мала /  $E_a = 0,009 \text{ эв}^I /$ .

Концентрация дырок в валентной зоне при температуре ~~77°К~~ УДК 621.372.41  
ЛД 110133кого азота  $p = (N_a - N_d) + N_i'$ , где  $N_i'$  - число ионизированных при данной температуре глубоких центров. Ввиду слабого изменения энергии активации мелкого акцепторного уровня с давлением [2], при 77°К даже при больших  $P$  мелкий уровень остается полностью ионизированным. Поэтому величину  $(N_a - N_d)$  можно считать постоянной, не зависящей от давления. Следовательно, наблюдаемое на эксперименте увеличение  $R$  может быть объяснено только уменьшением концентрации электронов на глубоком уровне. А это может быть связано с увеличением энергии активации глубокого уровня. Значит с увеличением давления глубокий уровень отдалется от потолка валентной зоны и концентрация носителей в зоне уменьшается. При каком-то фиксированном значении давления почти все электроны с глубокого уровня перейдут в валентную зону и  $R$  далее уже не будет меняться с увеличением  $P$ . Т.е. можно сказать, что при стремлении  $R(P)$  к насыщению на глубоком уровне остается такое малое количество электронов, что их вклад в проводимость в сравнении с вкладом мелких акцепторов незаметен. Причем, чем больше  $(N_a - N_d)$ , тем раньше изменение степени ионизации глубоких центров перестанет сказываться на измеряемую концентрацию дырок.

Используя зависимости  $\rho(P)/\rho(0)$  от  $P$ , для очень высокоомных образцов мы определили барический коэффициент глубокого уровня  $\gamma$ , значение которого для образцов №1 и №2 получилось равным  $\gamma = 1 \cdot 10^{-6} \text{ эв/бар}$ .

Поступило 15.X.76.

Институт физики Польской  
Академии наук  
Тбилисский государственный  
университет, кафедра твердого  
тела



1. დ. ი. ალადაშვილი, ვ. ვ. გალავანოვ, ს. ა. ობუხოვ, ФТП, 8, 3, 616, 1974.

2. დ. ი. ალადაშვილი, ვ. ვ. გალავანოვ, ლ. კონჩევიჩ, ს. პოროვსკი, ლ. სოსნოვსკი, У Международная конф. по физике и технике высоких давлений, Москва, 1975, стр. 102.

რ. ალადაშვილი, ვ. გალავანოვი, დ. კონჩევიჩი, ს. პოროვსკი

ჰიპერმესობაში მდებარე მატერიაში  $p$ - $T$  სისტემის ურთიერთობის შესახებ  $77^{\circ}K$  ტემპერატურაზე მონაცემების განხილვა.

რ ე ბ ი უ მ ე

გამოკვლეულია მაქსიმალური ჰიპერმესობის ტემპერატურის განხილვა მაქსიმალური  $p$ - $T$  სისტემის ურთიერთობის შესახებ მონაცემებისა და ხოლის მუდმივაზე  $77^{\circ}K$  ტემპერატურაზე.

ნაჩვენებია, რომ ნინააქტივობა  $p$  და ხოლის მუდმივა  $R$  ტემპერატურის გადინების მიხედვით იცვლება და მაქსიმალური ტემპერატურის დროს აქვს გახილვის ტენდენცია.  $p$  და  $R$  ასეთი ურთიერთობის ანალიზი საჭიროებს სპეციფიკურ (თხელი მდგომარეობისა და აქტივობისა და ურთიერთობის) მონაცემებს დაყრდნობით. დაგეგმილია, რომ ტემპერატურის მონაცემების სიზუსტე  $\gamma = 1 \cdot 10^{-6}$  ევ/ბარ, რის გამოც მათგან შეიძლება რიცხვითი მონაცემების მიღება. ტემპერატურის გადინების მიხედვით შეიძლება რიცხვითი მონაცემების მიღება, რომელიც მათი ნებისმიერი თხელი აქტივობის ნებისმიერი

შედარებით შეუმჩნეველია, რაც იწვევს ხოლის მუდმივას გაჯერებას.  
 $N_a - N_d, N_a, N_d$  -თხელი აქცეპტორების და დონორების კონცენტრაცია  
 ესა ბრძანსთან ერთად ღრმა დონის იონიზაციის ხარისხი შეუმჩნეველი  
 ხდება ხვრელების გამომიღ კონცენტრაციასთან შედარებით უფრო და-  
 ბად წნევაების დროს.

D. Aladashvili, v. Galavanov, L. Konczewicz, S. Porowski

INFLUENCE OF HYDROSTATIC PRESSURE ON THE ELECTRIC  
 PROPERTIES OF HIGH-OHMIC P-TYPE InSb AT 77°K

S u m m a r y

The Hall constant R and resistivity have been measured for the high-ohmic p-type InSb samples at liquid nitrogen temperature at high pressure conduction.

The experimental results have been interpreted under the assumption that in the forbidden gap there are three kinds of energy levels: shallow levels of donors and acceptors and deep level. As a result an increase  $\frac{dE}{dP} = 1 \cdot 10^{-6} \frac{ev}{bar}$  / of energy gap between the deep level the top of the valence band has been observed.

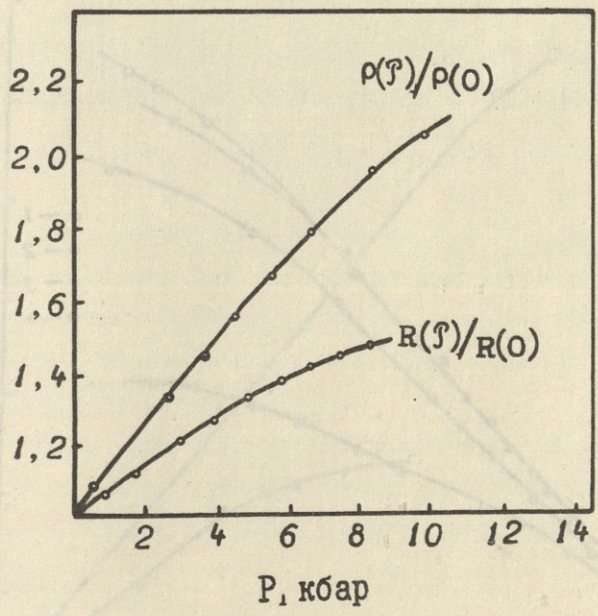


Рис. I. Относительные изменения сопротивления  $\rho$  и постоянной Холла  $R$  с давлением для образца № 2.

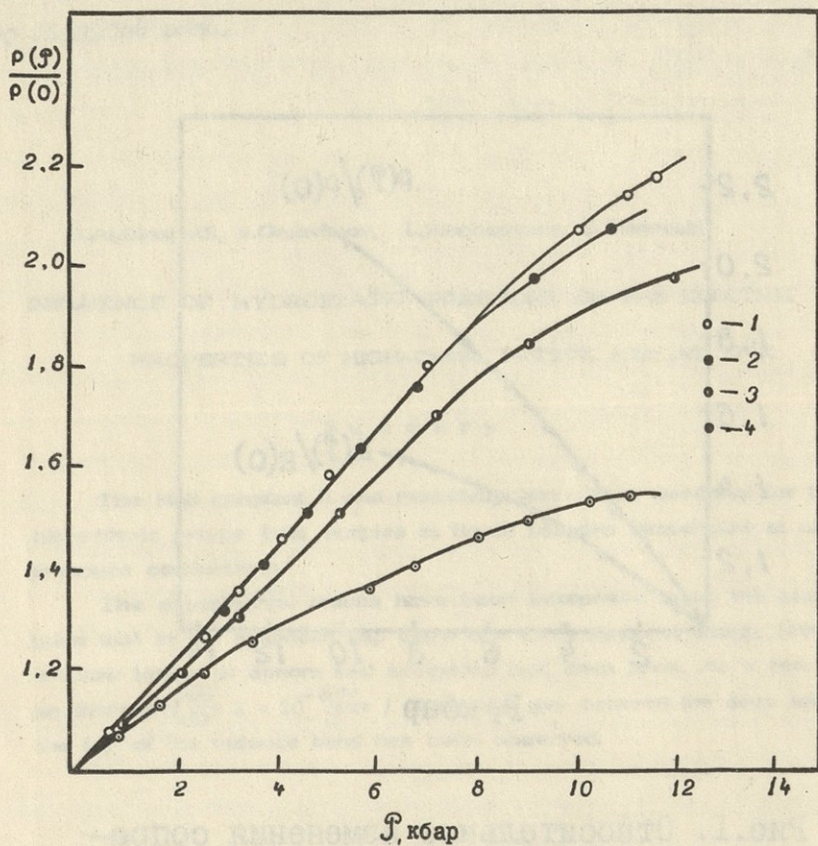


Рис. 2. Относительные изменения сопротивления с давлением для образцов № 1, № 2, № 3, № 4.



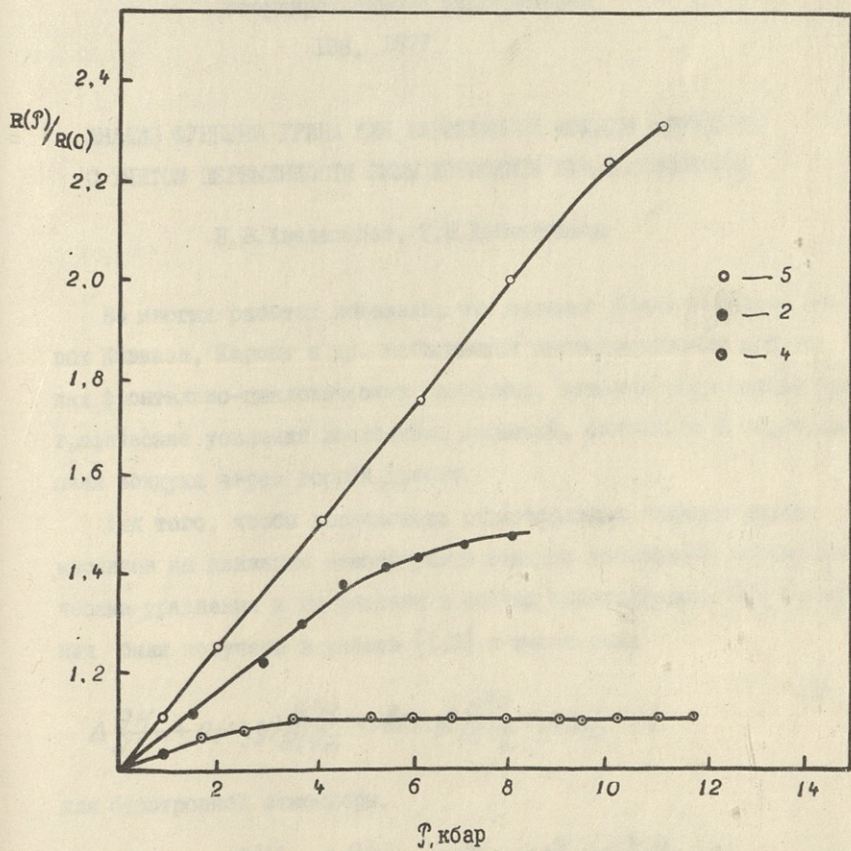


Рис. 3. Относительные изменения  $R$  для образцов № 2, № 4, № 5 с давлением

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

188, 1977

АНАЛИЗ ФУНКЦИИ ГРИНА ДЛЯ БАРОКЛИННОЙ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ  
С УЧЕТОМ ПЕРЕМЕННОСТИ СИЛЫ КОРИОЛИСА ПРИ НАЛИЧИИ ГОР

З.В.Хведелидзе, Т.П.Давиташвили

Во многих работах показано, что сильные дожди в районе го-  
рах Кавказа, Карпат и др. наблюдаются преимущественно при та-  
ких фронтально-циклонических ситуациях, которым сопутствуют оро-  
графические усиления восходящих движений, связанные с перетека-  
нием воздуха через горный хребет.

Для того, чтобы исследовать разнообразные влияния горных  
массивов на движения атмосферного воздуха используем прогности-  
ческие уравнения и их решения в разных приближениях. Эти уравне-  
ния были получены в работе [1,2] и имеют вид:

$$\Delta \frac{\partial H}{\partial t} + a(x, y) \frac{\partial^2 H}{\partial t \partial x} + b(x, y) \frac{\partial^2 H}{\partial t \partial y} + \beta \frac{\partial H}{\partial x} = F_1 \quad (1)$$

для баротропной атмосферы,

$$\Delta \frac{\partial H}{\partial t} + a \frac{\partial^2 H}{\partial t \partial x} + b \frac{\partial^2 H}{\partial t \partial y} + \beta \frac{\partial H}{\partial x} + c \frac{\partial}{\partial z} (z^2 \frac{\partial^2 H}{\partial t \partial z}) = F_2 \quad (2)$$

для бароклининой атмосферы, где  $a$  и  $b$  - параметры, характеризующие влияния гор,  $F_1$  и  $F_2$  - комбинации исходного поля, остальные обозначения вообще известны.

После оценки величин, входящих в правую часть (1), оказалось, что наиболее важно учитывать адвекцию вихря и члены, обусловленные наличием гор  $g/\ell^2(H, \Delta H)$ , т.е.

$$F_1 = -\frac{g}{\ell^2}(H, \Delta H) + \frac{\ell}{2}(z, H),$$

где  $\varrho = \rho_z / \rho_0$ ;  $\rho_z$  - давления на уровне горы, а  $\rho_0$  - стандартное значение давления на уровне моря

$$(A, B) = \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial y} - \frac{\partial A}{\partial y} \frac{\partial B}{\partial x}.$$

Если возьмем точное решение типа [3]

$$H = H_0 + (D_1 + D_2) \ell^{i[m(x - \sigma t) + ny]},$$

тогда для скорости волны получаются следующие выражения:

$$\sigma = \frac{[\ell(an + bm) - \beta m][m^2 + n^2 + i(am + bn)]}{m[(m^2 + n^2)^2 + (am + bn)^2]} = \sigma_1 + i\sigma_2 \quad (3)$$

При условии  $t=0$ ,  $H=H_0$  коэффициенты  $D_1$  и  $D_2$  имеют следующие значения

$$D_1 = H_0 \sec(mx + ny),$$

$$D_2 = \frac{H_0 \operatorname{tg}(mx + ny)}{\cos(mx + ny)}.$$

Решение можно написать в виде:

$$H = H_0 \left\{ 1 + e^{m\beta_2 t} \sec(mx + ny) \left[ \operatorname{tg}(mx + ny) \cos[m(x - \beta_1 t) + ny] - \sin[m(x - \beta_1 t) + ny] \right] \right\}$$

Допустим:  $a \approx \beta$ ;  $m \approx n$ ;  $t = 10 \text{ м}$ , тогда получается, что  $\beta_1 = 0,9$ ,  $\beta_2 = 0,1$  и  $m\beta_2 t = 0,003$ , если  $t = 15 \text{ м}$ , то  $m\beta_2 t = 0,2$ , т.е. амплитуды волны возрастут, но очень медленно, пропорционально  $e^{Kt}$ , где  $K = 0,1$ .

Рассмотрим теперь уравнение (2) без внешней силы, т.е.  $F_2 = 0$ . Представим решение в виде [5].

$$H = \zeta^\nu e^{i(mx + ny + \beta t)}$$

Тогда для  $\beta$  получается

$$\beta = \frac{\beta m [(m^2 + n^2) - (\nu + 1)\nu c] + i\beta m (am + \beta n)}{[(m^2 + n^2)^2 - c\nu(\nu + 1)]^2 + (am + \beta n)^2} = \beta_3 + i\beta_4 \quad (5)$$

а решение можно записать в виде

$$H = \zeta^\nu e^{\beta_4 t} \left[ \cos(mx + ny - \beta_3 t) + i \sin(mx + ny - \beta_3 t) \right] \quad (6)$$

При  $t = 1$  час,  $\beta_4 = 0,01$ . В этом случае тоже возрастает амплитуда, но опять очень медленно. Получается такой же вывод, как без учета влияния рельефа. Как известно, в точном решении при отсутствии гор и  $\beta$  эффекта амплитуда волны не возрастает со временем.

После использования оператора Карсона-Хевисайда в уравнении (2), решение в области оригинала [I] можно написать после обращения операторов вида:

$$J = \rho^\alpha e^{-\frac{2\beta c \cos \theta}{2\rho}} e^{-\sqrt{\left(\mathcal{D}^2 + \frac{\alpha\beta}{2\rho} + \frac{\beta^2}{4\rho^2}\right)(K^2 + c^2)}}$$

где

$$\mathcal{D}^2 = \frac{a^2 + b^2 + \varrho_{cp}}{4}; \quad z = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2};$$

$$K = \left( \frac{|\bar{z} - \bar{z}'|}{\varrho_{cp}}, \frac{|\bar{z}' - \bar{z}|}{\varrho_{cp}}, \frac{\bar{z}'}{\varrho_{cp}}, \frac{\bar{z}_z}{\varrho_{cp}} \right)$$

Рассмотрим три случая

1. Случай малых  $t$ ;  $t \ll 1/\ell = 10^4$  сек.

тогда  $e^{-\frac{z\beta\cos\vartheta}{2\rho}} \approx 1$  и

$$J = \frac{1}{\rho} e^{-\sqrt{(\mathcal{D}^2 + \frac{a\beta}{2\rho})(K^2 + z^2)}} \approx \frac{1}{\rho} (1 - \sqrt{A + \frac{B}{\rho}}),$$

где

$$A = \mathcal{D}^2(K^2 + z^2); \quad B = \frac{a\beta(K^2 + z^2)}{2}.$$

Найдем, что

$$J = t - \sqrt{\mathcal{D}^2(K^2 + z^2)} \left[ \frac{2}{\pi} \int_0^t \left( \frac{1}{\sqrt{t}} e^{-\frac{a\beta}{2\rho^2}t} + \right. \right. \\ \left. \left. + 2\sqrt{\frac{a\beta}{2\rho^2}} \int \sqrt{\frac{a\beta}{2\rho^2}t} e^{-u^2} du \right) \sqrt{t-\tau} d\tau \right] \quad (6)$$

Из этого выражения видно, что функция будет асимметрична по  $z$ .

2. Случай, когда время соизмеримо с масштабом  $L$ , но много меньше  $a/\beta = 0,5 \cdot 10^5$  сек, тогда  $1/2\beta = 0,8$  суток ( $z$  в тысячах километрах) и  $e^{-\frac{z\beta\cos\vartheta}{2\rho}} \approx 1$

$$e^{-\sqrt{(\mathcal{D}^2 + \frac{a\beta}{2\rho} + \frac{\beta^2}{4\rho^2})(K^2 + z^2)}} \approx e^{-\sqrt{(\mathcal{D}^2 + \frac{a\beta}{2\rho})(K^2 + z^2)}}$$

функция  $J$  остается асимметричной.

3. В случае очень больших  $t$ ,  $t > \frac{2\rho^2}{a\beta}$

$J \rightarrow 0$ , так как  $e^{-\kappa t} \rightarrow 0$  при  $t \rightarrow \infty$

Надо отметить, что к западу от точки возмущения ( $\vartheta = \mathcal{K}$ ) при  $t = 1$  час  $\zeta = 0,5$  функции влияния не меняют знака, получается такой же результат, что у Е.М.Добрышмана при учете только  $\beta$  эффекта [4].

Решение уравнения (2) в области функции - изображения при начальном условии  $H = H_0(x, y)$  имеет вид [1]

$$\bar{H} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} [F_2(z, \vartheta, \zeta') \bar{G}_1(z, \vartheta, \zeta, \zeta') M_2(z, \vartheta) \bar{G}_2(z, \vartheta, \zeta, \zeta_2)] dz d\vartheta$$

где  $\bar{G}_1$  и  $\bar{G}_2$  - функции Грина, а  $F_2$  и  $M_2$  зависят от исходного поля.

В работе [6] была решена задача прогноза метеорологических элементов при использовании полной системы уравнений гидротермодинамики с учетом орографии. Это решение имеет вид:

$$\begin{aligned} \varphi = & \left\{ -\frac{f}{1+\alpha} \sqrt{\frac{2t}{z(a \sin \vartheta - b \cos \vartheta)}} J_1 \left( 2 \sqrt{\frac{a \sin \vartheta - b \cos \vartheta}{2}} zt \right) + \right. \\ & + \gamma F_2 \int_0^t \cos \sqrt{\frac{A}{A-1}} \cdot t J_2 \left( 2 \sqrt{\frac{a \sin \vartheta - b \cos \vartheta}{2}} z(t-\varrho) \right) d\varrho + \\ & + \gamma F_3 \sqrt{\frac{A-1}{A}} \int_0^t \left( \sqrt{\frac{A-1}{A}} \frac{1}{t} - \sin \sqrt{\frac{A}{A-1}} t \right) \times \\ & \left. \times J_0 \left( 2 \sqrt{\frac{a \sin \vartheta - b \cos \vartheta}{2}} z(t-\varrho) \right) d\varrho \right\} e^{-\frac{a \cos \vartheta + b \sin \vartheta}{2} z} = \\ & = \frac{f}{1+\alpha} G_3 + \gamma F_2 G_4 + \gamma F_3 G_5 \end{aligned}$$

где все обозначения совпадают со значениями в [6]. Воспользуемся полученными формулами для анализа влияния горных массивов на

изменение геопотенциала. В качестве примеров таких массивов рассмотрим Кавказские горы.



Для получения интересующего нас результата целесообразно в выражении (7) представить  $\bar{G}_1$  и  $\bar{G}_2$  в виде ряда по отрицательным степеням параметра  $\rho$  (для малых значений  $t$ ), в формуле же (8)  $G_3$ ,  $G_4$  и  $G_5$  представить в виде ряда по степеням  $t$ , т.е.

$$\bar{G}_1 = E_1' \frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho^2} E_2' + \frac{1}{\rho^3} E_3' + \dots \quad (9)$$

$$\bar{G}_2 = E_1'' \frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho^2} E_2'' + \frac{1}{\rho^3} E_3'' + \dots \quad (10)$$

$$G_3 = e^{-\frac{\alpha}{2}(a \cos \vartheta + b \sin \vartheta)} \frac{t^2}{2} \quad (11)$$

$$G_4 = 0,07 e^{-\frac{\alpha}{2}(a \cos \vartheta + b \sin \vartheta)} \left( \frac{t^2}{2} - \frac{t^4}{12} + \frac{t^6}{240} + \dots \right) \quad (12)$$

$$G_5 = 0,08 e^{-\frac{\alpha}{2}(a \cos \vartheta + b \sin \vartheta)} \left[ t - \frac{a \sin \vartheta - b \cos \vartheta}{2} t^2 + \right. \\ \left. + \left( \frac{a \sin \vartheta - b \cos \vartheta}{32} \vartheta^2 - \frac{1}{4} \right) t^3 + \frac{t^5}{4^3} + \dots \right] \quad (13)$$

где

$$a = \begin{cases} 0,68 \frac{1}{\mu} & \text{для } G_1 \text{ и } G_2 \\ 0,54 \frac{1}{\mu} & \text{для } G_3, G_4, G_5 \end{cases}$$

$$b = \begin{cases} 6,4 \frac{1}{\mu} & \text{для } G_1 \text{ и } G_2 \\ 5,1 \frac{1}{\mu} & \text{для } G_3, G_4, G_5 \end{cases}$$

Остальные параметры имеют следующие значения:

$t =$	1	2	3	6	24	час
$\theta$	0, $\pi/2$	...		$2\pi$	через $\pi/g$	
$z$	0, 1, .....		10	через 0, 1		
$\zeta$	1, 0	0, 85	0, 7	0, 5	0, 3	
$\zeta'$	1, 0	0, 85	0, 7	0, 5	0, 3	

Для  $\bar{G}_1$  и  $\bar{G}_2$ , применяя известную формулу операционно-го исчисления

$$\frac{1}{p^n} \div \frac{t^n}{\Gamma(n+1)}$$

находим

$$G_{1,2} = E_1 t + E_2 t^2 + E_3 t^3 +$$

где

$$E_k = \frac{E'_k}{k!}$$

На рис. 1-3 представлены графики функции  $G_i$  в плоскости  $(x, y)$  для  $t = 1$  и  $t = 3$  час. в фиксированных  $\zeta, \zeta'$ . В формуле (9) и (10) коэффициенты  $E'_1$  и  $E'_2$  зависят только от  $a$  и  $b$ , т.е. учитывают влияние гор. Остальные коэффициенты зависят как от параметров, характеризующих влияние гор, так и от параметров Рособи, характеризующих влияние переменности силы Кориолиса по широте.

Сравнивая рис. 1-2, можно сделать следующие выводы:

1. При увеличении горизонтальной протяженности гор влияние на функцию Грина увеличивается, но величина влияния гор зависит от направления потоков по отношению к ним. Особенно сильно влияют Кавказские горы на потоки южного и юго-западного направления.
2. Интересно, что функции  $G_1, G_2$  не везде положительны, как это было при отсутствии гор.
3. При увеличении времени на всех уровнях нулевая изолиния



перемещается с запада на восток.



4. Значения функции  $G(z, \theta, \zeta=1.0, \zeta')$  несколько уменьшаются с уменьшением  $\zeta'$ , однако на малых расстояниях  $z$ . Это падение значительно, с увеличением расстояния - уменьшается.

5. Функции  $G_i$  обладают свойством взаимности, как и функции Булеева-Марчука.

6. Функции влияния на всех высотах имеют наименьшие значения, когда  $\theta = \pi/2$  (рис.3).

7. Функция  $G_2(\zeta_2)$  характеризует влияние непосредственно на поверхности горы и имеет почти такой же вид, что и  $G_1$ .

Таким образом, при прогнозе метеорологических элементов в горных условиях необходимо учитывать то обстоятельство, что весовые коэффициенты имеют разные значения по разному направлению.

Поступило 10.XI.76.

Кафедра геофизики

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. З.В.Хведелидзе, Труды ТГУ А4 (146), 1972, стр.109-120.
2. З.В.Хведелидзе, Труды ИМЦ, вып.103, 1974, стр.87-94.
3. Г.Кошмидер, Динамическая метеорология, 1938.
4. Е.М.Добрышман, Труды ВМС, т.П, 1963, стр.60-69.
5. Е.М.Добрышман, Труды ЦИП, вып.78, 1958, стр.92-104
6. З.В.Хведелидзе, Метеорология и гидрология, № 5, 1975, стр. 72-78.

ბარიკლინის ფუნქციონის ანალიზი ბარიკლინის ატმოსფეროსა და  
კონტინენტის ძალის ცვლილების და მათგან გამომდინარე  
შედეგების

რ ე ზ ი მ ე

შრომში ბარიკლინის ატმოსფეროსა და კონტინენტის ატმოსფეროში რეგონალური  
ფუნქციონის ანალიზი ეტაპურად განხორციელებულია. აღნიშნული ფუნქციონის  
ანალიზი სხვადასხვა  $\alpha, \beta$   
და  $\gamma$  -ების.

შედეგად, რომ მივიღებთ კონტინენტის ეტაპურად განხორციელებული  
ფუნქციონის ანალიზის შედეგად, რომელიც აღნიშნულია  $\alpha, \beta$   
და  $\gamma$  -ების გამოყენებით განხორციელებულია.

Z.Khvedelidze, T.Davitashvili

GREEN FUNCTION ANALYSIS FOR BAROCLINIC ATMOSPHERE  
TAKING INTO ACCOUNT CHANGES OF CORIOLIS FORCE AND ORO-  
GRAPHY

S u m m a r y

Green function analysis for different  $r, t$  and  $\theta$  for baroclinic atmo-  
sphere is made using the results of theoretical calculations.

It is concluded that in predicting meteorological elements it is neces-  
sary to take account of the orography and the Green function asymmetry  
caused by the  $\beta$  effect.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

188, 1977

АССОЦИАТИВНЫЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В  $\pi p$  И  $\pi^- C^{12}$  ВЗАИМОДЕЙСТ-  
ВИЯХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ  $P=40$  ГэВ/с С РОЖДЕНИЕМ  $\Lambda^0$  -  
ГИПЕРОНОВ И  $K_s^0$  - МЕЗОНОВ

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Л.Т.Ахобадзе, М.А.Дасаева,  
Т.И.Квачадзе, Т.Г.Махарадзе, Р.Г.Салуквадзе, И.И.Тулиани,  
Ю.В.Тевзадзе, М.С.Чаргейшвили

Введение

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию ассоциативных множественностей заряженных частиц, образующихся совместно с  $\Lambda^0$ -гиперонами и  $K_s^0$ -мезонами в  $\pi p$  и  $\pi^- C^{12}$  взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. Анализ ассоциативных множественностей в полуинклюзивных процессах представляет большой интерес в силу того, что позволяет установить корреляционные эффекты между физическими характеристиками образующихся в реакции частиц. Совместное изучение  $\pi p$  и  $\pi^- C^{12}$  реакций дает возможность судить о роли вторичных взаимодействий в ядре углерода.

Методика эксперимента

Методическая часть работы основана на обработке стереофото-

ДТК 1953-40  
3082010033

снимков от двухметровой пропановой пузырьковой камеры ДТК 1953-40 500 Объединенного института ядерных исследований, облученной на 70 Гэв-ном протонном синхротроне Института физики высоких энергий (г.Серпухов) в пучке отрицательных  $\pi^-$ -мезонов с импульсом  $P=(40 \pm 0,24)$  Гэв/с. Камера находилась в магнитном поле со средней напряженностью 15 кГс. Фотографирование производилось двумя фотографическими системами, состоящими из трех объективов каждая (рис.1). Обработка стереофотоснимков производилась крупным международным объединением, состоящим из 16 лабораторий восьми стран, среди которых Проблемная лаборатория ядерной физики высоких энергий ТГУ числится с первого дня создания сотрудничества. Объединение физических результатов, полученных в лабораториях участниц, происходит после тщательного согласования методических вопросов между ними.

Снимки в Тбилисском гос.университете просматривались на оптических столах УПС-50 (1). Для звезд с числом лучей три и больше эффективность двойного просмотра  $\epsilon_{12} = 99,90\%$ . Для малолучевых событий с количеством треков заряженных частиц 0,1,2 эффективность двойного просмотра ниже и равняется соответственно: 83,50%, 93,80%, 97,00%. Эффективность регистрации  $V^0$ -частиц ( $\Lambda^0$  - гиперонов и  $K_s^0$  - мезонов) и  $\gamma$ -квантов при двойном просмотре оказались равной 99,36%.

Полученные значения эффективностей хорошо согласуются с данными, полученными в других лабораториях участниц сотрудничества /2/. Отобранные при просмотре по специальным критериям, основанным на законах сохранения заряда, числа барионов и энергии-импульса, события классифицировались на  $\pi^-p$ ,  $\pi^-n$  и  $\pi^-c$  - взаимодействия.

Измерения отобранных событий проводились на полуавтоматических установках ПУОС-М, созданных в Проблемной лаборатории ядерной физики высоких энергий ТГУ 3,4,5,6. Обсчет измеренных событий производился на ЭВМ БЭСМ-4 по программе геометрической реконструкции события под названием "I-6" [7]. Идентификация  $V^0$ -частиц и  $\gamma$ -квантов проводилась по кинематической программе "2-4" [8].

С целью обоснования выбранной для всех лабораторий-участниц эффективной области регистрации звезд в камере были построены распределения вершин звезд по координатам  $X, Y, Z$  (рис.2,3,4) и распределениям первичных треков по углу  $\beta$  (рис.5) и тангенсу глубинного угла  $\alpha$  (рис.6). Все распределения строились отдельно для I и II половин камеры. На основе полученных распределений была выбрана эффективная область регистрации звезд в первой половине камеры:

$$-4\text{см} \leq x_1 \leq 6\text{см}$$

$$-88\text{см} \leq y_1 \leq -33\text{см}$$

$$22\text{см} \leq z_1 \leq 28\text{см}$$

$$1,557\text{рад} \leq \beta \leq 1,572\text{ рад}$$

$$-0,013 \leq \text{tg}\alpha_1 \leq 0,009$$

во второй половине камеры:

$$-3\text{см} \leq x_{II} \leq 7\text{ см}$$

$$15\text{см} \leq y_{II} \leq 70\text{см}$$

$$22\text{см} \leq z_{II} \leq 28\text{см}$$

$$1,540\text{рад} \leq \beta_{II} \leq 1,562\text{рад}$$

$$0,12 \leq \text{tg}\alpha_{II} \leq 0,006$$

Размеры эффективной области регистрации  $\gamma$  - квантов и  $V^0$  - частиц по осям X, Y и Z определялись возможностью измерения физических параметров продуктов конверсии и распада. Эффективная область была взята: по оси X в первой и второй половинах камеры

$$\begin{aligned} -20\text{см} &\leq X \leq 20\text{см}, \text{ по оси Y} \\ -90\text{см} &\leq Y_1 \leq -10\text{см} - \text{ в первой половине камеры и} \\ 10\text{ см} &\leq Y_2 \leq 90\text{см} - \text{ во второй половине камеры.} \end{aligned}$$

Для определения эффективной области регистрации  $V^0$  - частиц и  $\gamma$  - квантов по оси Z были проведены специальные исследования. При постоянной эффективной области регистрации звезд менялась область регистрации  $\gamma$  - квантов по оси Z и строились соответствующие распределения. В случае одинаковой чувствительности пузырьковой камеры по глубине полное число  $\gamma$  - квантов с учетом эффективности их регистрации должно оставаться постоянным в пределах ошибок. Как показали исследования, начиная с нижней границы области регистрации звезд (28см) имеется тенденция к уменьшению числа  $\gamma$  - квантов. Этот эффект, по-видимому, связан с недостаточным освещением района дна камеры. Исходя из полученных данных, для регистрации  $\gamma$  - квантов и  $V^0$  - частиц была выбрана область регистрации по Z от 2см до 30см.

Характеристикой качества измерения треков являются величины  $\chi_{xy}^2$  и  $W_z^2$  рассчитанные на одну степень свободы.

Для выбора критерия хорошего измерения были построены распределения  $\chi_{xy}^2$  и  $W_z^2$  следов первичных  $\pi^-$ -мезонов, а также электронов и позитронов от  $\gamma$  - квантов. Результаты построения приведены на рис.7,8. На основании полученных распределений

были выбраны следующие критерии хорошего измерения треков:

$$\chi_{xy}^2 \leq 3,5 \quad W_x^2 \leq 3,5$$

Средние значения для  $\chi_{xy}^2$  и  $W_x^2$ , полученные в ТГУ и других лабораториях участниц сотрудничества, в пределах ошибок совпадают друг с другом и близки к их теоретическому значению — единице. Распределения  $\Lambda^0$ -гиперонов,  $K_s^0$ -мезонов и  $\gamma$ -квантов по величине  $\chi^2$  приводится на рис. 9, 10. На основе этих распределений для  $V^0$ -частиц и  $\gamma$ -квантов критерием хорошего измерения было принято условие  $\chi^2 \leq 11$ .

Вследствие конечных размеров эффективной области регистрации частиц существует определенная вероятность того, что нейтральная  $V^0$ -частица или  $\gamma$ -квант покинет камеру, не проявив себя. При этом указанная вероятность будет функцией координат точки образования нейтральной частицы в силу того, что в зависимости от места рождения частица будет проходить разные пути до пересечения границы области регистрации. Таким образом, эффективность регистрации нейтральных частиц в камере не является постоянной величиной. Для учета этого обстоятельства вводится понятие "веса" для  $V^0$ -частицы  $W$ . "Вес" определяется как обратная величина геометрической вероятности регистрации  $V^0$ -частицы и выражается следующим соотношением:

$$W = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{L_n}{L}\right) \right]^{-1}$$

где  $L$  — средний свободный пробег  $\Lambda^0$ -гиперона или  $K_s^0$ -мезона до распада, а  $L_n$  — потенциальная длина в эффективном объеме камеры. Средние значения "весов"  $\langle W \rangle$  для  $\Lambda^0$ -



гиперонов и  $K_s^0$ -мезонов, образующихся в  $\pi^-p$  и  $\pi^-c$  столкновениях приведены в таблице I

Таблица I

	$\pi^-p$		$\pi^-c$	
	$\Lambda^0$	$K_s^0$	$\Lambda^0$	$K_s^0$
$\langle W \rangle$	$1,20 \pm 0,20$	$1,22 \pm 0,14$	$1,14 \pm 0,15$	$1,14 \pm 0,13$

Экспериментальные значения  $\langle W \rangle$ , найденные в данной работе в пределах статистических ошибок совпадают со значениями этих величин, определенных в других лабораториях участниц сотрудничества [10]

Экспериментальные результаты

Число  $V^0$  частиц, найденных после обработки 70000 стерео-фотоснимков, приведены в таблице II.

Таблица II

ТИП СОБЫТИЯ	$N_{K_s^0}$	$N_{\Lambda^0}$	$N_{\Lambda^0 \sim K_s^0}$
$\pi^-p$	458	163	169
$\pi^-n$	134	44	40
$\pi^-c$	483	205	231



Символ  $\mathcal{K}^-C$  относится к взаимодействиям  $\mathcal{K}^-$  мезонов с ядрами углерода без учета взаимодействия пионов с квазисвободными нуклонами ядра. Символ  $\mathcal{K}^-C^{12}$  относится ко всем взаимодействиям  $\mathcal{K}^-$  мезонов на ядре углерода:

$$N^{\mathcal{K}^-C^{12}} = N^{\mathcal{K}^-C} + N^{\mathcal{K}^-p} + \alpha N^{\mathcal{K}^-p}$$

где  $\alpha = 0,45$  [9] определяет долю взаимодействий  $\mathcal{K}^-$  мезонов с квазисвободными протонами среди группы отобранных  $\mathcal{K}^-p$  взаимодействий.

Идентификация нейтральных частиц производилась путем кинематического анализа вилок и определения  $\chi^2$  вероятности для рассматриваемых гипотез. Однако, при больших импульсах нейтральных частиц и существующих точностях определения импульсов заряженных частиц, составляющих вилку, метод кинематического разделения  $\Lambda^0$ -гиперонов и  $K_1^0$ -мезонов становится мало эффективным и приходится прибегнуть к статистическим методам разделения этих частиц. Полезную информацию для разделения неидентифицированных  $V^0$ -частиц  $N_{\Lambda^0 \sim K_1^0}$  можно извлечь из угловых распределений продуктов распада  $K_1^0$ -мезонов в системе покоя  $K_1^0$ -мезона. Угловое распределение продуктов распада  $K_1^0$ -мезонов в системе покоя  $K_1^0$  частицы должно быть изотропным. Исходя из этого факта было установлено, что лишь 20% от  $N_{\Lambda^0 \sim K_1^0}$  событий могут быть отнесены к  $K_1^0$  мезонам.

На рис. II приведены результаты экспериментального определения зависимости средней (ассоциативной) множественности  $\langle n(\rho_2) \rangle$  всех вторичных заряженных частиц, образующихся в  $\mathcal{K}^-p$  и  $\mathcal{K}^-C^{12}$  столкновениях совместно с  $V^0$ -частицами, от величины поперечного слагаемого импульса  $V^0$  частицы. Среднее число вторичных заряженных частиц при фиксированном поперечном импульсе  $\rho_2$  выделенной

частицы определяется как

$$\langle n(\rho) \rangle = \frac{\sum_n n \frac{d\sigma_n}{d\rho}}{\sum_n \frac{d\sigma_n}{d\rho}}$$

Здесь  $\frac{d\sigma_n}{d\rho}$  есть дифференциальное сечение рождения выделенной частицы при заданном числе заряженных частиц  $n$ .

На рис. II для сравнения приводится также зависимость ассоциативных множественностей заряженных частиц, образованных в  $\pi p$  взаимодействиях при 40 Гэв/с от поперечных импульсов  $\pi^\pm$  мезонов [10]. Как видно из рис. II, средняя множественность заряженных частиц, образованных в  $\pi p$  и  $\pi c^{12}$  взаимодействиях в пределах экспериментальных погрешностей не зависит от поперечного импульса  $V^\circ$  частиц. Таким образом, полученные результаты указывают на отсутствие сколь-нибудь заметной корреляции между множественностью заряженных частиц и характеристиками  $V^\circ$  частиц, образующихся в  $\pi p$  и  $\pi c^{12}$  взаимодействиях при импульсе 40 Гэв/с.

При сравнении распределений ассоциативных множественностей из  $\pi p$  и  $\pi c^{12}$  взаимодействий кроме отсутствия корреляционных эффектов можно заметить, что ядро углерода ( $c^{12}$ ) несущественно изменяет величину  $\langle n(\rho) \rangle$ . По-видимому, вторичные взаимодействия в ядре углерода играют слабую роль в процессе множественного образования частиц.

Поступило 18. XII. 76.

Проблемная лаборатория  
ядерной физики высоких  
энергий

## Л И Т Е Р А Т У Р А

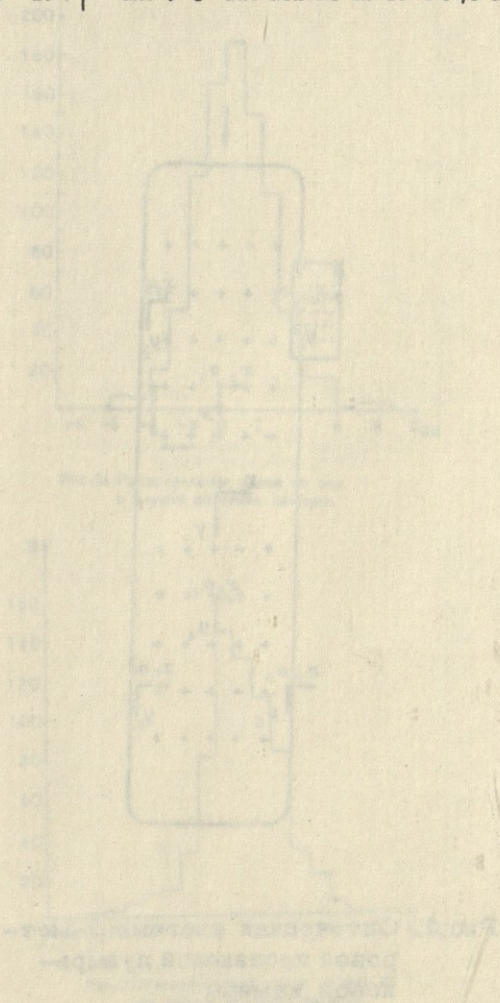


1. Н.Г.Борисов, С.Высочил, А.М.Кашехлеб и др., Препринт ОИЯИ, IO-5632, Дубна, 1971.
2. Сотрудничество Д-Б-Б-В-К-С-С-Т-Т-У-Х. Препринт ОИЯИ, PI-6277, Дубна, 1972. *Phys. Lett.*, 39B, 571 (1972).
3. Н.С.Амаглобели, Ц.И.Иоселиани и др., Труды ТГУ, т.4, 71, 1972.
4. Н.С.Амаглобели, Ц.И.Иоселиани и др. Всесоюзная научная конференция, посвященная 50-летию установления Советской власти в Грузии, об.докладов, Из-во ТГУ, 1974.
5. Н.С.Амаглобели, Ц.И.Иоселиани и др., Сообщения АН ГССР, 73, 2, 1974.
6. Н.С.Амаглобели, О.Ш.Асатиани и др., Автоматизация научных исследований, "Знание", Рига, 1972, стр.202.
7. Н.Н.Говорун, Г.А.Емельяненко, Н.Ф.Марков и др., Препринт ОИЯИ, PII-3480, Дубна, 1967.
8. В.М.Корнаузов, А.Ф.Лукьянцев и др. Препринт ОИЯИ, IO-4147, Дубна, 1968.
9. Сотрудничество Дубна - София - Тбилиси. Препринт ОИЯИ, PI-9209, Дубна, 1975.
10. Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Л.Т.Ахобадзе и др., Препринт ОИЯИ, I-9406, Дубна, 1975.



which take place in a two metre propane bubble chamber is presented and the dependence of an average (associated) multiplicity of  $P_1$  charged particles on  $\Lambda^0$ -hyperons and  $K_1^0$ -mesons in  $\pi^-p$  and  $\pi^-C^{12}$  reactions is studied. Analysis has shown that correlation effects between charged particles and  $V^0$  in  $\pi^-p$  and  $\pi^-C^{12}$  interactions at 40 GeV/c is not observed.

06036340  
516-1110133



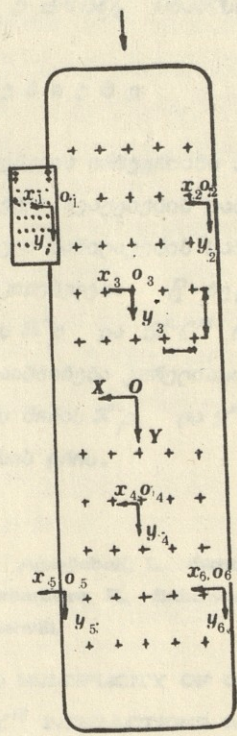


Рис.1. Оптическая система 2-метровой пропановой пузырьковой камеры



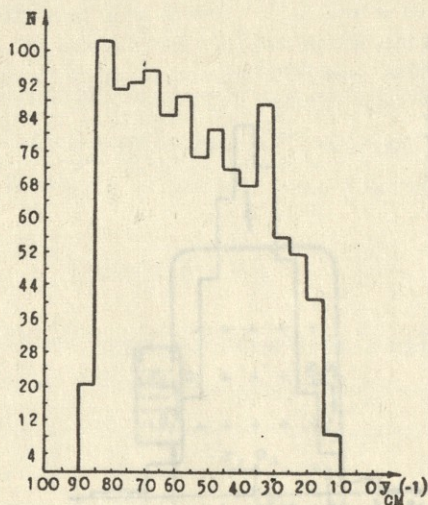


Рис.3а.Распределения звезд по оси Y  
в первой половине камеры.

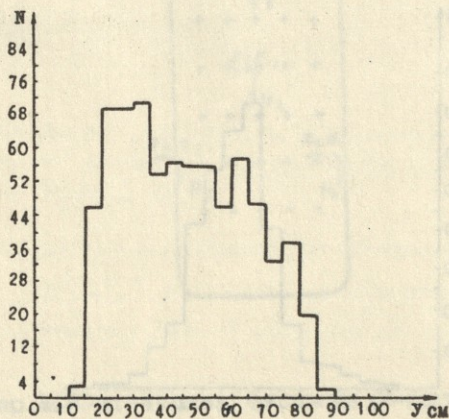


Рис.3б.Распределение звезд по оси Y  
во второй половине камеры.



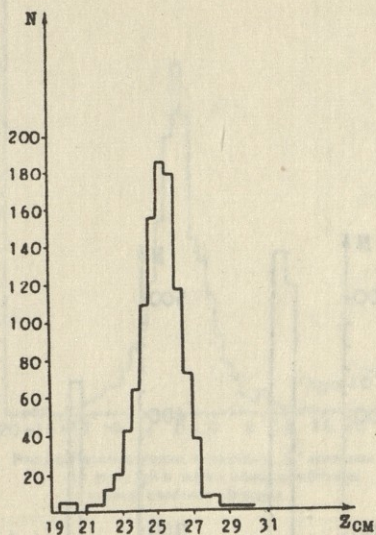


Рис.4а.Распределение звезд по оси  $Z$   
в первой половине камеры.

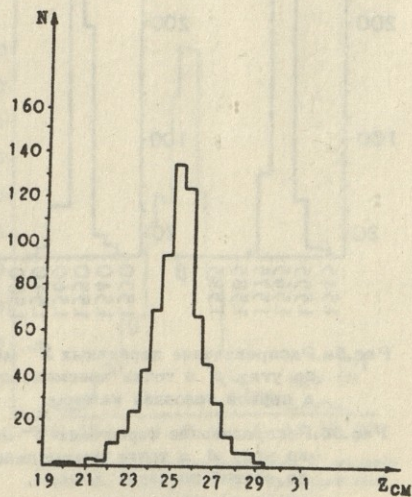


Рис.4б.Распределение звезд по оси  $Z$   
во второй половине камеры.

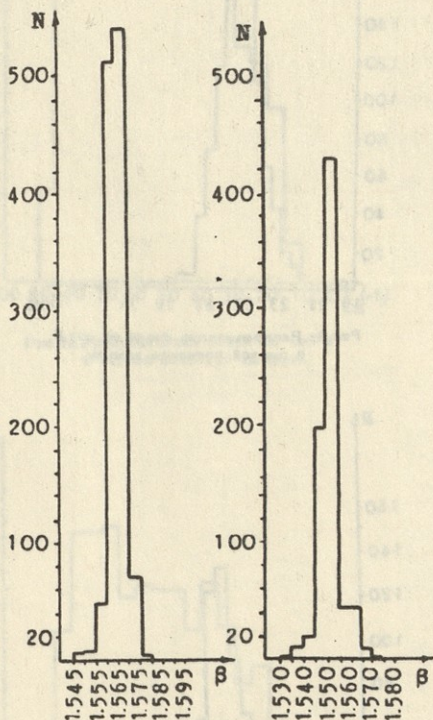


Рис.5а. Распределение первичных  $\pi^-$  мезонов по углу  $\beta$  в точке взаимодействия в первой половине камеры.

Рис.5б. Распределение первичных  $\pi^-$  мезонов по углу  $\beta$  в точке взаимодействия во второй половине камеры.

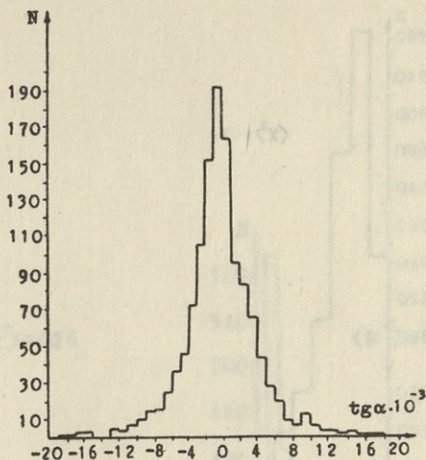


Рис.8а. Распределение первичных  $\pi^-$  мезонов по углу  $tg\alpha$  в точке взаимодействия в первой половине камеры.

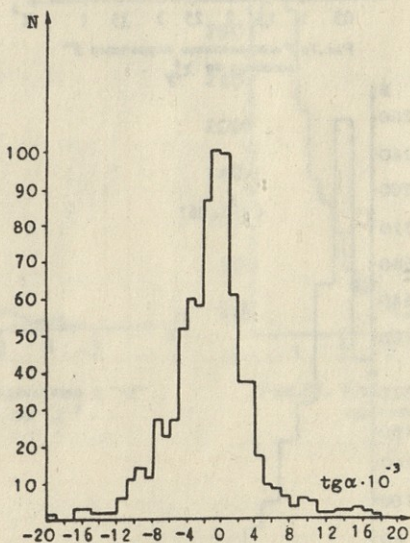


Рис.8б. Распределение первичных  $\pi^-$  мезонов по углу  $tg\alpha$  в точке взаимодействия во второй половине камеры.

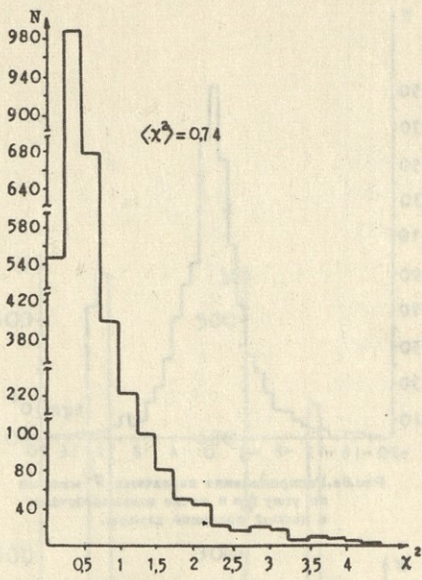


Рис.7а. Распределение первичных  $\pi^-$  мезонов по  $\chi^2_{xy}$ .

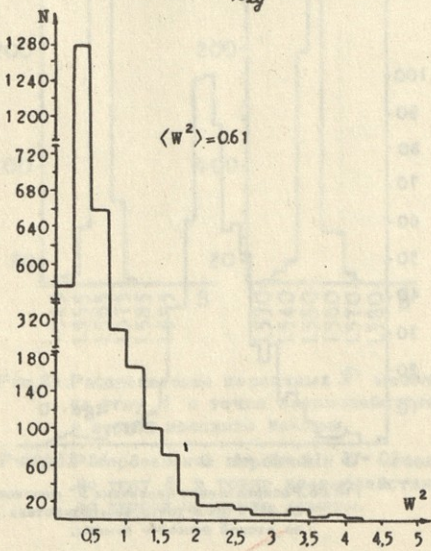


Рис.7б. Распределение первичных  $\pi^-$  мезонов по  $W^2_z$ .

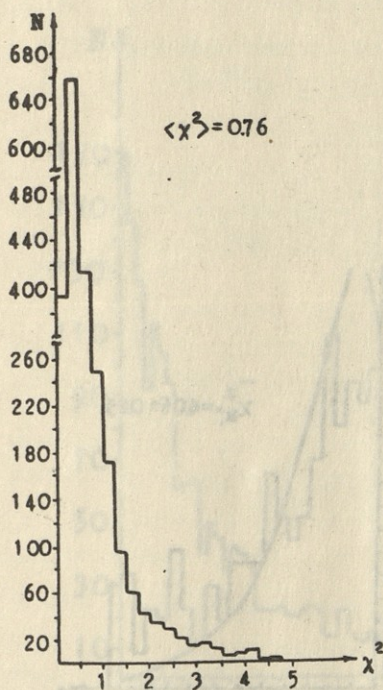


Рис.8а. Распределение  $e^+e^-$  треков по  $\chi^2$ .

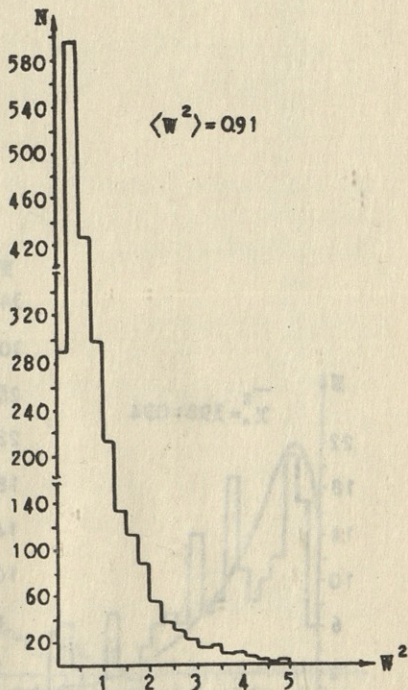


Рис.8б. Распределение  $e^+e^-$  треков по  $W^2$ .

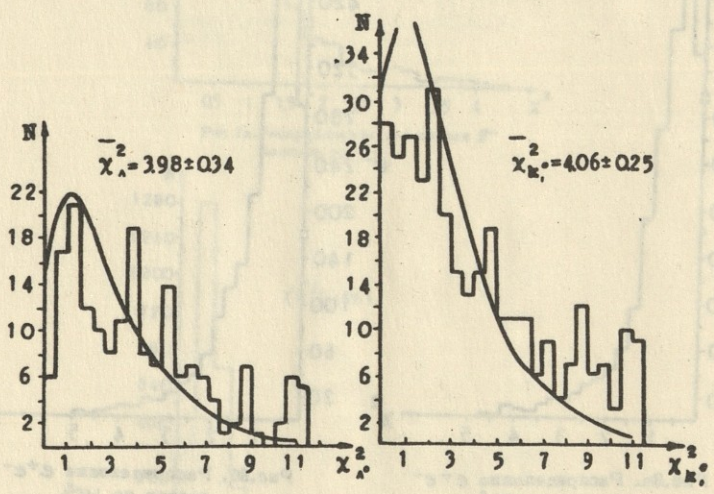


Рис.9. Распределение  $L^0$  и  $K^0$  частиц по  $\chi^2$ .

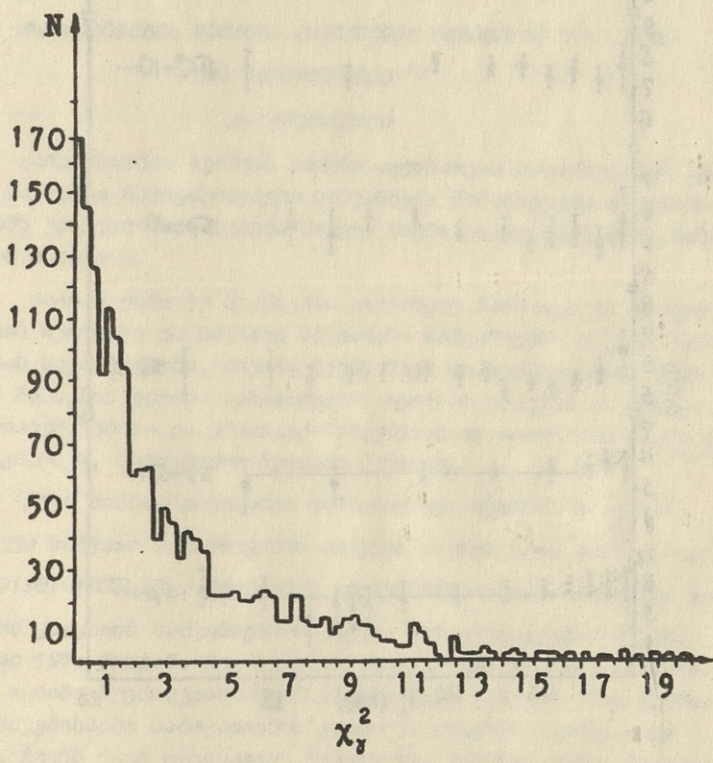


Рис.10. Распределение  $\gamma$  квантов по величине  $\chi^2$ .

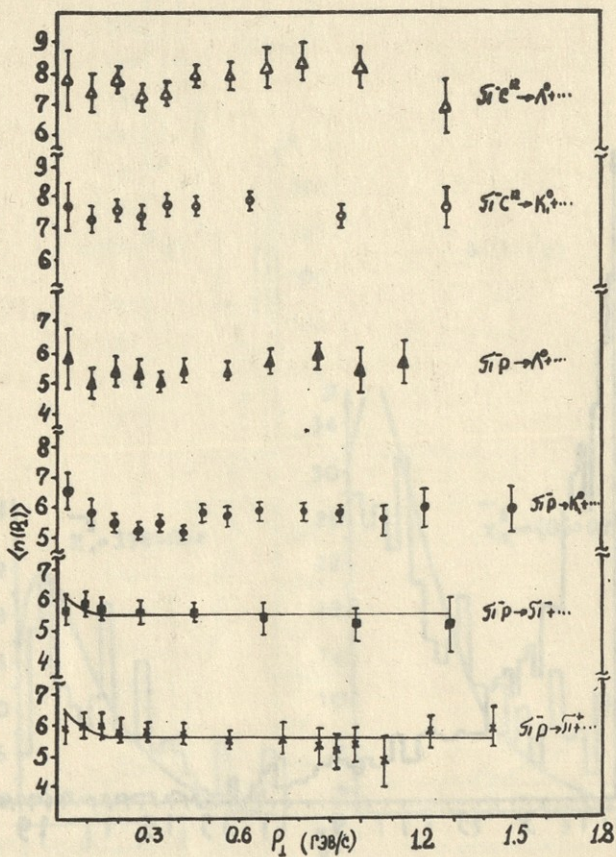


Рис.11. Ассоциативная множественность  
 заряженных частиц от  $P_1$   
 $\Lambda^0$ -гиперона и  $K^0$  мезона.





თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენის სახელმწიფო  
უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

188, 1977

ფარდობითობის თეორიის ინტერპრეტაციის მკვლევარ  
საბჭოთა სავარსებო

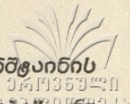
ა. ჭრელაშვილი

ფარდობითობის თეორიის დარგში ელენისაძის საქარტველოში უკ-  
ვე სახეობით ჩამოყალიბებული სამეცნიერო მიმართულება არსებობს.  
ამაში უძიებელი რამსახურება პირველი რიგში უმუხოდ მათე მიჩინაძე-  
ვილი მიუძღვის.

მაგრამ ქარტველი მეცნიერთა ელვანდელი წარმატებებს ფარდობ-  
ითობის თეორიაში და სავარსებო ამ დარგში სამეცნიერო კვლევის დარ-  
გებას საქარტველოში, რთობრივ ჩვენს მიერ მოპოვებული მასალები-  
დან ჩანს, წინ უძღოდა ფარდობითობის თეორიის იდეების გავრცელე-  
ბა-რამუშავებისა და კრიტიკულ-მიმოქმედებითი ათვისების საკმაოდ  
ხანგრძლივი, მოვლენებითი მიხედვით პერიოდს.

ჩვენ მიზნად გავისახეთ ფარდობითობის თეორიის ინტერპრე-  
ტაცია საბჭოთა საქარტველოში პირველი ახალი წლის განმავლობა-  
ში /1921-1931 წწ./ პრინციპის კვლევა წარმოებდა მსუ ბოგარი ფი-  
ზიკის კატეგორიის სამეცნიერო-საკვლევი ხემატური გეგმის შესაბა-  
მისად 1974 წლიდან. ჩვენი წინასწარი კვლევის შედეგად აღმოჩნდა,  
რომ მკვლევარები დასაწყისშივე ინტერესი ფარდობითობის თეორი-  
ის იდეებისადმი საბოგაროების უფარსოვს ფენებში ძალიერ დიდი  
იყო. ჩვენს მიერ ელენისაძის მოპოვებული პუბლიკაციების რიცხვი,  
რომლებიც საკვლევი პერიოდის განმავლობაში საქარტველოშია გამო-  
ქვეყნებული, ორ ახალს აღემატება. მათგან ორ მესამედზე მეტი  
მიუძღვება და ჩვენს მიერ ახლად მიკვლეული პუბლიკაციებია,  
უკანასკნელთა რიცხვითა, სხვათა შორის, მ. ვოგინტერიძის, ვ. კვი-  
რაცხის, ნ. მუსხელიშვილის სტატიები.

1/ მიხსენებულია §976 წ.3 ოქტომბერს აკადემიკოს მათე მიჩინა-  
ძეის ხსენებისადმი მიძღვნილ ფიზიკოსთა IX რესპუბლიკურ  
კონფერენციამდე.



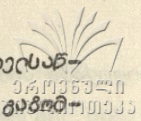
ამჯერად შევხებით ნ. მუსხელიძევილის სტაფიას: "ანნიშვანის  
 ლეონის ქვემარტობის საკითხის თანამედროვე მიგნობაზე", რთ-  
 მელიც 1927 წლის იანვარშია გამოქვეყნებული.

მუსხელიძევილის მეცნიერულ შემოქმედებასა და მოღვაწეობას  
 არაერთი მიმოხილვა მიუძღვნა როგორც ქართულ ისე რუსულ ენობაზე.  
 მისი შრომების ბიბლიოგრაფიაც მრავალჯერ იყო გამოქვეყნებული  
 ამ მიმოხილვებშიც და დამოუკიდებლადაც. ეს მასალა, როგორც ქარ-  
 ტულ, ისე საკავშირო საბეჭდო რედაქციის რედაქციის, ჩვენს მიერ ყუ-  
 რადღებთ იქნა შესწავლილი. ამის შედეგად გაიჩვენა, რომ ჩვენ-  
 ზის საინფორმაციო სტაფია არცერთ მიმოხილვაში და ბიბლიოგრაფია-  
 ში არ არის გათვალისწინებული. ზოგი ისეთ ბიბლიოგრაფიებშიც კი,  
 რომლებშიც თავმოყრილია მუსხელიძევილის არა მარტო მეცნიერული  
 შრომები, არამედ ზოგად-სამეცნიერო და საზოგადოებრივ-პოლიტიკუ-  
 რი ხასიათის წერილებიც და საერთოდაც, რამდენადაც ჩვენთვის ცნ-  
 თილია, ეს სტაფია გათვალისწინებული არ არის საქართველოში ფი-  
 ზიკისა და საზოგადოებრივი ამინის ისტორიის არც ერთი მკვლევარ-  
 რის მიერ.

მუსხელიძევილის სტაფია უხედა ღარბობითობის ლეონის ქვე-  
 მარტობის საკითხს, რომელიც 1925 წლიდან რამდენიმე წლის გან-  
 მავლობაში მსოფლიო მეცნიერების ყურადღების ცენტრში იყო.

1919 წლის 29 მაისს მისი სრული დაბნელებისას ინგლისელ  
 მეცნიერმა ექსპერიმენტი ედინგტონის ხელმძღვანელობით დადგინა  
 სინათლის სხივის გაბახრა მისი მახლობლად მისი გავლისას, რაც  
 ნაწინასწარმეტყველები იყო ღარბობითობის ზოგადი ლეონის მიერ,  
 ექსპერიმენტის გამოცხადება საბოლოო შედეგები მოხსენებული იყო  
 1919 წლის 6 ნოემბერს ლონდონში სამედიკო საზოგადოებისა და სა-  
 მედიკო ასოციაციის მიერ საზოგადოების ერთობლივ სხდომაზე, რომელიც-  
 დასა ანიშვანის იყო მიწვეული. სხდომაზე კ. ლონდონმა შესავალი





უფრო გაზარდეს მანინჭერეფიერი სხივების გზა, რასაც ხელსაწყო  
 მის მიერ მონივრების გზა უნდა გამოეწვიოს. მაგრამ მათ გაზარდეს  
 ვის შედეგებიც კვლავ უარყოფითი იყო.

ცვლელ ალტერნატიული გამოცდები შესრულებული იყო დეკამინის  
 გეგამირზე, გლვის დონიდან მცირე სიმაღლეზე. 1887 წლის გამოც-  
 ვების შედეგების ანალიზისას მანკვლისონმა და მოწიმი გამოთქვეს  
 მოსაზრება, რომ დეკამინის გეგამირის მახლობლად შეიძლება ხე-  
 ბოღეს უფროს "ნაჭაყება". დიდ სიმაღლეებზე ეს "ნაჭაყება"  
 უნდა მცირეობდეს და "უფროს ქარის" ალტერნატიული შესაძლებელი  
 უნდა იყოს.

ამ მოსაზრების შესამოწმებლად მოწიმი და მიღწემა თავისი  
 ხელსაწყო გამოიყენეს ევკლიდის მთებზე კლივიდის მახლობლად,  
 გლვის დონიდან 300 ფუტის სიმაღლეზე.

მიღწემის აზრით ამ გამოცდების შედეგად ალტერნატიული იყო  
 "უფროს ქარის" არსებობა, რასაც მოწიმი არ დაეთანხმება და 1906  
 წლიდან მას შემდგომ გამოცდებში მოწიმი იყო აღარ მიიღო.

მიღწეს განზრახული კვლევა გამოცდები უფრო დიდ სიმაღლე-  
 გეგამი შეესრულდინა, მაგრამ 1921 წლამდე მას ამის საშუალება  
 აღარ მისცემია.

ედიტორის ექსპერიმენტის შედეგების გამოქვეყნების შემ-  
 დგ, 1919 წლის ბოლოს, როგორც გეომორფოლოგი იყო, გაიზარდა  
 ინტერესი მანკვლისონისა და მოწილის ცდებისადმიც და მიღწემა 1921  
 წელს კვლავ მიიღო შესაძლებლობა გაეგრძელებინა გამოცდები გლვის  
 დონიდან დიდ სიმაღლეზე.

ამის შესახებ მუსხელიშვილი წერს: "1921, 1924 და 1925  
 წლებში მიღწემა განიმეორა მანკვლისონის ცდა საკმაოდ მაღალ /1800  
 მ/ მთაზე /მასზე უილისონ, კალიფორნიამში, სადაც მოწიმი იყო ცნობი-  
 ლი ობსერვატორია/; თავისი შედეგები მან 1925 წ. გამოაქვეყნა



ცნობები, ვითომ აინშტაინის ფარდობითობის /რელატივიზმის/ თეორიის  
სავსებით უარყოფილია ამერიკელი ფიზიკოსის დენისონ მილერის ცდა-  
ბის შედეგად".

მილერის შედეგების გამოქვეყნების შემდეგ ინტერესი მან-  
კელსონის ცუდის მიმართ მკვეთრად გაიზარდა, მალე სხვადასხვა  
ქვეყნებში, როგორც ამერიკაში, ისე ევროპაშიც ჩატარებული იყო  
მრავალი გამოცდა, რომლებსაც ქვემოთ მოკლე შედეგებით.

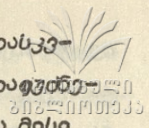
განსაკუთრებული ინტერესს იმსახურებს ამერიკელი ფიზიკო-  
სის მაკ-კენედის ნაშრომი, გამოქვეყნებული 1926 წელს. მან გაა-  
უმიჯობსა მანკელსონის ინტერფერომეტრი და მინიშენილინად გაზარ-  
და გამოცდათა სიზუსტე. კენედის მიერ მასზე ვილსონზე შესრულებუ-  
ლია გამოცდებმა უფროსი ოქნავი უარის არსებობაც კი არ უჩვენა,  
კენედის ხელაწყობი მუშაობა განაგრძო ილინგვორფმა, რომელიცაც  
1927 წლისათვის მიიღო დასკვნა, რომ "უფროსი უარი" თუ არსებობს  
მასზე ვილსონზე, მისი სიჩქარე არ უნდა აღემატებოდეს 1 კმ/წმ,

განსაკუთრებული აღნიშვნას იმსახურებს ბელგიელი ფიზიკო-  
სების პიკარისა და სტაჰელის გამოცდები, რომლებიც შესრულებული  
იყო ბრიუსელში სპეციალურად აღჭურვილი საჰაერო ბურთზე /აეროს-  
ფაფზე/ ზღვის დონიდან 2200 მეტრის სიმაღლეზე. ამ გამოცდებმაც  
უარყოფდა მილერის შედეგები.

დავასახელებოთ კიდევ ორმაშეჯის გამოცდებს ფრანკონისა  
და ნობლის მეტოქით 1926 წელს /ჰაიდელბერგი, ზღვის დონიდან 120  
მეტრი; მწვერვალი იუნგფრაუ, 3457 მ./: 1926 წელს ფრმაშეჯის გა-  
მომცდები განიმოწმა ჩემმა; 1929 წელს ახალი გამოცდები მასზე  
ვილსონზე შესრულა ჰენრი მანკელსონმა /პიზთან და პირსონთან ერ-  
თად/; და ბოლოს დავასახელებოთ იოოსის გამოცდებს იენაში 1930 წელს,

ყველა ამ გამოცდებმა უარყოფდა მილერის შედეგები და მა-  
თი ანალიზის საფუძველზე შესაძლებელი გახდა მილერის გამოცდების





მუხბელიძეობის, რთგორც ყვემარნო მუცნიერს არ შეეძლო დასკვნების გაკეთება, რთმდებოც პირველნფაროებზე არ იქნებოდა დაფუძნებული. რთგორც მოყვანილი ცნოფაფიდან ჩანს, ამან დააყვიანა მისი გამოსვლა პრესაში, რაც მას ადრევე კუთონია განმზახული.

ავტორი სტაფიანში დაწერილიებოთ იხილავს მანკვლისონის ცდის რაობას და მინიშნულიობას ფარფობიბობის ბუთონისსახვის, ამ ბუთონის შედეგების დამადასტურებელი ექსპერიმენტივებს და იმ მინიშნულიობას, რთმდელიც ფარფობიბობის ბუთონამ მოიპოვა მბელი თანამდებროვე მუცნიერებისსახვის. სტაფიანში ვკითხულობთ: "ეს ყველაბერი ძალიან მტკიცე ნიდაცზე აყენებს ანმეფანინის ბუთონას. ამას გარდა, ამ ბუთონამ უდიდესი გავლენა იქონია მუცნიერების სხვა დარგებზეც, რთგორც, მავალიბად, მათემატიკაზე, განსაკუთრებოთ კი გეომეტრიკაზე. განვიბარდა მათემატიკის დიდი და მიშენიერი დარგები, რთგორც არის ტენზორთა აღრიცხვა, აბსოლუტიური დიფერენციკული აღრიცხვა, მისი გამოსყენება გეომეტრიკაში და სხვა. ამ დარგების უდიდეს მინიშნულიობას ყველა სკნობს /ფარფობიბობის ბუთონის მტრებოც/",

ქვევით ავტორი დაწერილიებოთ აღწერს მიღერის ცდებს, მისი შედეგების მიღერისებოთ ინტერპრეფაციას და პრობების მიტომარუობას ამის შემდგომი პერიოდში.

შემდეგ ვკითხულობთ: "სუბ ახალი ცნობების მიხებვიბო /რთმდებოც დოც. გორგი ნიკოლაძემ ინტლისიდან მოტვანოდა/ იმავე მანუტ -ვილისონზე, სადაც მიღერმა სავისი ცდები მოახბინა, შესრულიბულია ახალი ცდები /ეს ცდები მოხსენებულია ამ დოებში ამერიკის სახელმინოთ აკადემიამი ვაშინტკონში/. ამ ცდებს ხელიბლვანდებოდა უდიდესი თანამდებროვე ფიზიკოსი-ექსპერიმენტივტორი რ.მილიკენი; ამსრულებელი კი ფიზიკოსი კენედი იყო.

ცდებმა არავიბარნი "ებერის უარნი" არ აღმოაჩინა, იმის მიუხებვად, რთმ ხმარებოთ აპარატს შეეძლო იმ ებევის მიუთხებვის





აღმომჩვენებს, რომელიც მოსალოდნელი იყო მიღწერის მიხედვით,

"ამ ცეცხლით განსაკუთრებული ყურადღება მიექცეული იყო იმის  
ზე, რომ ტრეპინარტორის და წინების ცვლილებას არ დაემახინებინა  
დაკვირვებებს შედეგი. ამისათვის, სხვათა შორის, მთელი აპარატი  
მოთავსებული იყო ერთში, რომელიც ჰაერის მაცვივრათ, ჰელიუმის შეიცა-  
ვდა".

როგორც ჩანს, სწორედ გოგონა ნიკოლაძის მიერ მოწოდებულმა  
ცნობამ მისცა საბუღალეო ავტორს დაკვირვებებზე დასაბუ-  
ხებები და გამოქვეყნებინა სტატია.

შემდეგ დაპარაკობა პიკარისა და სტატიის ცეცხლზე, რომლებიც  
აეროსტატზე იყო შესრულებული და ტომასევის გამოძევებზე ტროუტონი-  
სა და ნობლის მიხედვით .

ბოლოს ავტორი დაასკვნის: "ბეზინათქვაშიდან ის დასკვნა  
უნდა გამოვიყვანოთ, რომ აინტეგრირის მეორის შეწყვეტაზე საუბარი  
ნამდვილად უსაფუძვლოა". და შემდეგ: "ყოველ შემთხვევაში ცხადია,  
რომ ძველი "უძრავი ელემენტი" გასცხვებდა შეუძლებელია",

სტატიის განხილვა გვიჩვენებს, რომ ავტორი ამომწურავად იც-  
ნობს პრებლემას. მისი მსჯელობა და დასკვნები ემიყრება მდიდარ  
ფაქტობრივ მასალას, ძირითადად პირველწყაროებს და უახლეს სა-  
მიცნოერო ინფორმაციას.

განხილული სტატია არ წარმოადგენს მუსხელიძის ერობ-ერს  
პუბლიკაციას ფარდობითობის მეორის შესახებ, 1924 წელს მან გამო-  
ქვეყნა სტატია: "როგორ გაცეცნოთ აინტეგრირის ფარდობითობის მე-  
ორისა". /სტატიას ადრე ყურადღება მიუქცია მ. მიჩინანაშვილმა/,  
არსებობს აგრეთვე ცნობა, რომ მუსხელიძის ამ სტატიის გამოქვეყ-  
ნებაზე თბილისის უნივერსიტეტში კითხულობდა ლექციების კურსს  
ფარდობითობის მეორეში,

1975  
10133

მუხბედიძეების და სხვა ქართველ მეცნიერებს, რომლებიც 20-იან  
წლებში წერდნენ ფარდობითობის თეორიის შესახებ და გრუნაველი  
მის აზრს ებრძოდა და აკადემიკოსობაზე, ამ დარგში მნიშვნელოვანი  
შრომები არ შეუქმნიათ. მაგრამ სწორედ მათ უნდა ვუმაღლოთ, რომ  
მეცნიერული და საზოგადოებრივი აზრი საქართველოში ამ დარგშიც,  
შეიძლება იტყვას, ფეხდაფეხ მიჰყვებოდა განვითარების მსოფლიო  
ბრუნს.

ბოლოს მინდა მაპატიოებინო გრძობითი მოვითხოვ პრფ. მათე  
მინიანაშვილი, რომლის წინადადებასა და მხარდაჭერითაც დავინწყე  
საქართველოში ფარდობითობის თეორიის ისტორიის კვლევა.

კულიშაძე მადლობა უნდა გადაუხადო აგრეთვე დოც. ნ. ალ-  
ლიევქოვ-ნიკოლაძეს ინტერესისა და დახმარებისათვის მუშაობის  
პროცესში.

შემოსულია 3, XI.76.

მთავარი ფიზიკის კათედრა

ИЗ ИСТОРИИ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ В СОВЕТСКОЙ ГРУЗИИ  
ДВАДЦАТЫХ ГОДОВ

Р е з ю м е

Нашей целью является исследование истории теории относительности /ТО/ в Советской Грузии за 1921 - 1930 гг. Предварительные изыскания показали, что уже в начале двадцатых годов интерес к ТО в Грузии был очень велик. Нами собрано свыше двух десятков публикаций по ТО, появившихся в Грузии за исследуемый период. Большую их часть составляют основательно забытые и вновь найденные нами публикации. В числе последних - статьи М.И.Гогиберидзе, В.Д.Купрадзе, Н.И.Мусхелишвили.

Подробно рассматривается статья Н.И.Мусхелишвили "Современное состояние вопроса об истинности теории Эйнштейна", опубликованная на грузинском языке в январе 1927 г.

Вопрос об истинности ТО с новой силой возродили противники ТО после опубликования в 1925 г. результатов измерений Д.Миллера, который будто бы наблюдал "зфирный ветер" на больших высотах над уровнем моря /Маунт Вильсон/ и измерил его скорость.

Опираясь на богатый фактический материал и в основном на первоисточники, Н.И.Мусхелишвили убедительно показывает, что результаты Миллера ошибочны и нет никаких оснований сомневаться в истинности ТО.

Для своих заключений Н.И.Мусхелишвили использовал, в частности, и сообщенные ему Г.Н.Николадзе из Англии новейшие сведения об измерениях Кеннеди, проведенных на Маунт Вильсоне, которые опровергали результаты Миллера.

FROM THE HISTORY OF THE THEORY OF RELATIVITY  
IN SOVIET GEORGIA IN THE TWENTIES

S u m m a r y

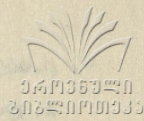
The author's object is to study the history of the theory of relativity (TR) in Soviet Georgia over the first decade (1921-1930). Preliminary explorations have revealed tremendous interest in the TR in Georgia already in the early twenties. The author has collected more than twenty publications on the TR appearing over the indicated period. Most of them had been forgotten and rediscovered by the author. These include contributions by M.I.Gogiberidze, V.D.Kupradze, N.I.Muskhelishvili and others.

A Detailed discussion is given of Muskhelishvili's paper "The Present Status of the Question of the Validity of Einstein's Theory", published in Georgian in January 1927 and rediscovered from full oblivion by the author of the present paper.

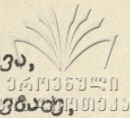
The issue of the validity of the TR was revived with fresh vigour by its opponents following the publication in 1925 of the findings of D.C. Miller's measurements who had allegedly observed an aether-drift at high altitudes above sea level (Mount Wilson) and measured its velocity.

On the basis of extensive factual material—mainly primary sources — Muskhelishvili conclusively demonstrated that Miller's findings were erroneous and that there was no ground for questioning the validity of the TR.

For his conclusions Muskhelishvili used, in particular, the most recent evidence communication to him from Britain by G.N.Nikoladze, namely on R.J.Kennedy's measurements carried out on Mount Wilson, refuting Miller's results.

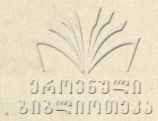


1. მ. ვაშაკიძე, ა. ხელაშვილი, რეკულარობებული ნრფივი პო-  
ტენციური და  $\psi$ -ნაწილაკების რადია-  
ლური აღმნიშვნის სპექტრი. . . . . 12
2. პ. ბჰაგაჩარიანი, ბ. ქაჩიანი, ცხელი ელექტრონების გარდას-  
მავნიჭური მახასიათებლები კონვენტრაციის  
გაქრებისას განივ მავნიჭურ ველში. . . . . 25
3. გ. გამცემიძე, მ. ჯაფარიძე, ჯ. ცაავა., ბლანტი ტალღის გავ-  
რცელების საკითხისათვის He-I-ში. . . . . 31
4. პ. ყვავაძე, ე. ტუხაშვილი, გ. მიჭელიძე, რადიოტალღების ში-  
ნთების სიხშირეზე რამდენიმე დეტალური  
ფორმული. . . . . 42
5. გ. ქვანიანი, უსასრულო გრძელ ხვერდზე მრფეული ელექტრო-  
მავნიჭური ტალღის რიფრეფიციის თეორიისათ-  
ვის. . . . . 61
6. გ. აღმაშვილი, ი. ჯავახიშვილი, გ. კეილაძე,  $\chi$ -დასხვივებული  
ტონიცი -L- $\alpha$  -დასხვივის მონოქრომატიზაციის  
ეპრ სპექტრები. . . . . 70
7. პ. აღაბაშვილი, ვ. გარდაშვილი, ი. კონივიჩი, ს. პოროვსკი,  
ჰიპოთეზური ნივთის გარდასმავალი მალაქოზი-  
ნი  $p - In Sb$  -ის ელექტრული თვისებებზე  
 $77^{\circ} K$  ტემპერატურის დროს. . . . . 79
8. გ. ხვედელიძე, თ. პავლიანი, გინის ფრეფიციის ანალიზი  
ბაროკლინურ აფილტვისათვის კონიციის  
დასის ცვლილების და რეგრადიის გათვალის-  
წინებით. . . . . 93

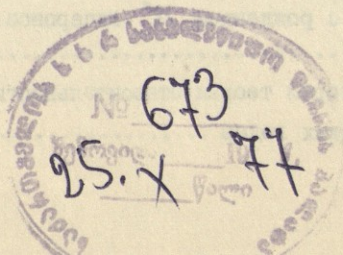


9. ც.აბდესალამიძე, ნ. ამბროზელი, ც.ახობაძე, მ.პასავეა,  
 თ.კვაჭაძე, თ.მახარაძე, რ.სალუქვაძე, ი.თურლიანი, ი.თევზაძე,  
 მ.ჩარტვილიძე, დამუხტული ნაწილაკების ასოციაციური მრავლობითობა  $\mathbb{P}$  და  $\mathbb{C}^{12}$  ურთიერთქმედებაში  $\Lambda^0$ -გვიპერონებისა და  $K_1^0$ -მეზონების დაბადებით  $P = 40 \text{ მმ/წმ}$  იმპულსის დროს. . . . . 104
10. ა.ჭრელიაძე, ჭარბობითობის თეორიის ისტორიიდან ოციანი წლების საბჭოთა საჯაროველიში. . . . . 117

1. Ш.И.Вашакидзе, А.А.Хелашвили, Регуляризованный линейный потенциал и спектр радиальных возбуждений  $\psi$  - частиц ..... 5
2. Д.П.Бхаттачария, З.С.Качлишвили, Гальваномагнитные характеристики горячих носителей в области насыщения концентрации в поперечном магнитном поле..... 13
3. Г.А.Гамцемлидзе, Ш.А.Джапаридзе, Д.Н.Цаава, К вопросу распространения вязкой волны в  $He-I$  ..... 27
4. Д.К.Квавадзе, К.И.Тухашвили, Г.О.Мchedlishvili, Частотная зависимость поглощения радиоволн в ионосфере.....33
5. Г.Ш.Кеванишвили, К теории дифракции плоской электромагнитной волны на бесконечной щели .....45
6. Г.А.Алманов, Л.Я.Джавахишвили, Г.Д.Кетиладзе, Спектры ЭПР  $\gamma$  - облученных монокристаллов глицил- $L$  -  $\alpha$  -аланина...63
7. Д.И.Аладашвили, В.В.Галаванов, Л.Кончевич, С.Поровский, Влияние гидростатического давления на электрические свойства высокоомного  $p - InSb$  при  $77^{\circ}K$  .....75
8. З.В.Хведелидзе, Т.П.Давиташвили, Анализ функции Грина для бароклининой модели атмосферы с учетом переменности силы Кориолиса при наличии гор .....85
9. Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Л.Т.Ахобадзе, М.А.Дасаева, Т.И.Квачадзе, Т.Г.Махарадзе, Р.Г.Салуквадзе, И.И.Тулиани, Ю.В.Тевзадзе, М.С.Чаргейшвили, Ассоциативные множественности в  $\pi^-p$  и  $\pi^-C^{12}$  взаимодействиях заряженных частиц при  $P=40$  Гэв/с с рождением  $\Lambda^0$  -гиперонов и  $K_1^0$  - мезонов.....95
10. А.Г.Чрелашвили, Из истории теории относительности в Советской Грузии двадцатых годов .....127



1. Sh. Vashakidze, A.Khelashvili,	Regularized linear potential and radial excitations of the $\Psi$ - particles . . . . .	12
2. D.Bhattacharya, Z.Kachlishvili,	Galvanomagnetic characteristics of not carriers in the region of saturation of the concentration in a transverse magnetic field . . . . .	25
3. G.Gamtseimidze, Sh.Dzhaparidze, D.Tsaava,	Concerning the propagation of viscous waves in He - I . . . . .	31
4. D.Kvavadze, K.Tukhashvili, G.Mchedlishvili,	Frequency dependence of the absorption of radio waves in the Ionosphere . . . . .	42
5. G.Kevanishvili,	Diffraction of a plane electromagnetic wave on an infinite gap . . . . .	61
6. G.Almanov, L.Javakhishvili, G.Ketiladze,	Glicil-L- $\alpha$ -alaneens $\gamma$ -irradiated monocrystals EPR spectrum . . . . .	70
7. D.Aladashvili, V.Galavanov, L.Konchewich,, S.Porowski,	Influence of hydrostatic pressure on the electric properties of high - ohmic p-type InSb at 77°K . . . . .	80
8. Z.Khvedelidze, T.Davitashvili,	Green function analysis for baroclynic atmosphere taking into account changes of Coriolis force and orography . . . . .	93
9. L.Abesalashvili, N.Amaglobeli, L.Akhobadze, M.Dasaeva, T.Kvachadze, T.Makharadze, R.Salukvadze, I.Tuliani, Yu.Tevzadze, M.Chargeishvili,	Associated multiplicity of charged particles in $\pi^-p$ and $\pi^-C^{12}$ interactions with production of $\Lambda^0$ hyperons and $K_1^0$ - mesons at 40 GeV/c . . . . .	104
10. A.Chrelashvili,	From the history of the theory of relativity in Soviet Georgia in the twenties. . . . .	128





86-77

~~74~~  
1113550-20  
202 001101933