

ფიზიკა  
Ф И З И К А  
P H Y S I C S

12

საქართველოს  
ფიზიკის



ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა  
TBILISI UNIVERSITY PRESS

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები  
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

ტ. 226 v.

---

ფ ი ზ ი კ ა  
P H Y S I C S

თბილისი 1981 Tbilisi

# Ф И З И К А

Тбилиси 1981

Редакционная коллегия

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

სარედაქციო კოლეგია

ლ. ამაღლობელი, ბ. ბერულავა (მდივანი), ი. ვაშაკიძე,  
თ. კოპალეიშვილი (რედაქტორი), ნ. პოლიევქტოვ-ნიკოლაძე,  
თ. სანაძე, ზ. ქაჩლიშვილი.

Editorial board

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

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის მშრომლის ნიშნის ორდენის მტკიცებლადნი სახელმწიფო  
უნივერსიტეტის შრომები

226, 1981

БЛИЗКОЕ И ДАЛЬНЕЕ РАССЕЯННОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ  
ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН РАЗНОЙ ШИРИНЫ

К.Д.Квавадзе, М.И.Тевдორავили

В работе рассмотрено рассеянное электромагнитное поле от проводящей прямоугольной пластины. Экспериментально исследованы как коротковолновая область, когда  $2a \gg \lambda$ , так и промежуточная ( $2a \simeq \lambda$ ) и длинноволновая ( $2a < \lambda$ ). Выявлены закономерности изменения характера поля при изменении ширины пластины.

Исследовалось рассеянное поле от металлических пластин высотой  $6,5\lambda$  и шириной  $2a = 0,25\lambda; 0,83\lambda; 2,0\lambda; 2,5\lambda; 3,33\lambda; 4,17\lambda; 5,0\lambda; 5,7\lambda; 6,7\lambda; 7,8\lambda$ , при нормальном падении плоской Е поляризованной электромагнитной волны на плоскость пластины. Геометрия расположения металлической пластины и схема исследования рассеянного поля приведены на графиках (рис. I, рис. 5). Металлическая пластина шириной  $2a$  находится в плоскости YOZ, ось OX перпендикулярна плоскости пластины и апертуры излучающего рупора. Вектор  $\vec{E} \parallel OZ$ ,  $\varphi$  — угол поворота приемного рупора (в дальней зоне) или зонда (в ближней зоне) от оси OX.



Эксперименты проведены на установке с разделительной зеркальной плоскостью. Начало координат  $xуz$  совпадает с центром зеркальной плоскости. Подробное описание установки опубликовано в работе /2/. При проведении экспериментов соблюдались условия дальней зоны, гладкости поверхности пластин и их размеры не выходили за первую зону Френеля /1,2,3/.

Ближнее поле измерялось с помощью электрического зонда длиной  $\sim \lambda/4$ . При измерениях, в силу симметричности облучаемой пластины относительно оси  $ox$ , угол  $\varphi$  принимает значения  $0^\circ - 180^\circ$ . Расстояние от начала координат до зонда  $r \sim 6\lambda$ .

На графиках (рис.1) приведены картины распределения ближнего поля в интервале  $\varphi = 0^\circ - 180^\circ$ , для разных  $2a$ . Из графиков видно, что для  $\varphi = 20^\circ - 25^\circ$  имеется максимум, ширина которого уменьшается с увеличением размеров пластин. Амплитуда этого максимума зависит от  $2a$  и меняется с периодом  $\sim 2\lambda$ , причем средний уровень поля растет почти линейно с увеличением ширины пластин, а амплитуда колебаний падает (рис.2). Для узких пластин, в освещенной части, наблюдаются флуктуационные изменения поля, в интервале  $30^\circ - 90^\circ$ . С увеличением ширины пластин, при  $2a = 3,33\lambda$  и больше, характер поля резко меняется. Поле на малых  $\varphi$  начинает сильно осциллировать. Период осцилляции уменьшается с увеличением ширины пластин и с ростом угла наблюдения  $\varphi$ . При этом амплитуда поля затухает.

Теневая часть поля изображена на графиках, в интервале углов  $\varphi = 90^\circ - 180^\circ$ . Она характеризуется предтеньевым макси-

мумом и тенью, ширина которой увеличивается с увеличением ширины пластины. Для пластин  $2a = 0,25\lambda$  и  $0,83\lambda$ , в теневой части, при  $\varphi = 180^\circ$  наблюдается увеличение амплитуды, вызванное дифракцией волн. Предтеневого максимум (ПТМ) сдвигается в сторону малых  $\varphi$ , с увеличением ширины пластины, а амплитуда меняется периодически по тем же законам, что и амплитуда первого максимума (рис.2).

Дальнее рассеянное поле от металлических пластины изучено в интервале углов  $\varphi = 0^\circ - 180^\circ$ . Расстояние от начала координат до приемной рупорной антенны  $R \sim 125\lambda$ . На рис. 3 приведены графики распределения поля в дальней зоне (сплошные линии). Как видно из рис.4, количество лепестков, рассеянных вперед, увеличивается с ростом ширины пластины. Поле в теневой области характеризуется флуктуационным нарастанием амплитуды (наличие флуктуации можно объяснить появлением стоячих волн). В теневой области, при  $\varphi = 170^\circ - 180^\circ$ , наблюдаются большие перепады амплитуд поля, вызванные интерференцией волн от краев пластины. Ширина первого ( $180^\circ$ ) и второго ( $176^\circ$ ) максимумов на уровне  $0,7A_{max}$  составляет  $1,5-3^\circ$ . Амплитуда первого и второго максимумов зависит от ширины пластины и меняется периодически (рис.4).

На рис.3а жирной линией показана диаграмма направленности передающего рупора. Можно заметить, что в теневой области происходит наложение падающего и рассеянного поля в интервале углов  $130^\circ - 180^\circ$ . Это рассеянное поле образовано равномерной и неравномерной частями тока и может быть



расчитано по формулам /3/:

$$E_z/E_{z_0} = \kappa a e(\alpha, \varphi) \sqrt{2/\pi \kappa h} \exp i \left( \kappa l + \frac{\pi}{4} \right), \quad (1)$$

$$e = \frac{1}{2\kappa a} \left\{ \frac{\sin [\kappa a (\sin \alpha - \sin \varphi)]}{\cos[(\alpha - \varphi)/2]} \pm i \frac{\cos [\kappa a (\sin \alpha - \sin \varphi)]}{\cos[(\alpha + \varphi)/2]} \right\}. \quad (2)$$

Учитывая условия эксперимента, после простых преобразований можно получить амплитуду рассеянного поля

$$A = \sqrt{\left[ \frac{\cos(2\pi B \sin \varphi)}{\cos(\varphi/2)} \right]^2 + \left[ \frac{\sin(2\pi B \sin \varphi)}{\sin(\varphi/2)} \right]^2} \quad (3)$$

при  $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$  и

$$A = \sqrt{\left[ \frac{\cos(2\pi B \sin \varphi)}{\sin(\varphi/2)} \right]^2 + \left[ \frac{\sin(2\pi B \sin \varphi)}{\cos(\varphi/2)} \right]^2} \quad (4)$$

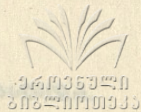
при  $\pi/2 < \varphi < \pi$ ,

где  $B = a/\lambda$ ,  $2a$  - ширина пластины,  $\varphi$  - угол наблюдения,  $B$  - постоянный коэффициент, который подбирается так, чтобы расчетные экспериментальные значения поля были одного порядка и размерности.

Пунктирные линии на рис. 3 показывают результаты расчетов зависимости  $A = A(\varphi)$  для соответствующих пластин.

Как видно из графиков, качественная картина изменения расчетного поля соответствует экспериментальным графикам даже для  $2a = 0,83\lambda$ , где можно было бы ожидать большее расхождение, т.к.  $2a < \lambda$  и нельзя применять приближение физической оптики /4/. По этой же причине на рис. 3а не показан расчетный график.

Исследованы диаграммы направленности вышеперечисленных металлических пластин при их вращении вокруг собственной вертикальной оси ( $OZ$ ), при этом угол падения менялся в интервале  $0^\circ - 90^\circ$ . Угол между направлением излучателя и



приема составляет  $10^0$ .

Полученные диаграммы имеют характерные основные и боковые максимумы. Ширина основного максимума на уровне 0,5 обратно пропорциональна ширине пластины  $/I/$ . Зависимость углового размера главного лепестка на уровне 0,5 -  $\phi$  от ширины пластин приводится на рис.5.

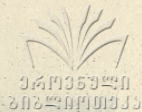
В заключение следует отметить, что полученный экспериментальный материал хорошо описывает рассеянное электромагнитное поле от металлических пластин и дает возможность применять полученные данные в отдельных конкретных случаях, связанных с распространением радиоволн при наличии препятствий.

Поступила 12.IV.1981

Кафедра  
радиофизики  
НИИ ионосферы

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.О.Косак. Радиолокационные отражатели. М., "Сов.радио", 1975.
2. Д.К.Квавадзе, М.И.Тевдоравили, П.В.Манджгаладзе, К.Д.Квавадзе. Труды ТГУ, 181, 1976.
3. П.Я.Уфимцев. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М., "Сов.радио", 1962.
4. Квантоптика, "Мир", М., 1966.



კ. კვადაძე, მ. თედორაშვილი

სხვადასხვა სიღრმის სწორკუთხეა დახლოებული ზონების  
დახლოებული ვიწროკუთხეობის ვიწრო ახლო და შორი ზონებში

რეზიუმე

უქსპერიმენტულია გამოკვლეულია სწორკუთხეა დახლოებული ზონების  
დახლოებული ვიწროკუთხეობის ვიწრო ახლო და შორი ზონებში, ზონების  
სიღრმის ცვლილებების მიქროვულია მოკლეგადაღობის, საშუალო და  
გრძელგადაღობის უბნების გამოყენება.

შორი ზონებში ზონების ვიწრო ვიწრო დახლოებულია უკუაქრობის  
ლოცო ზონების გამოკვლეულია.

დაკვლეულია ზონების სიღრმისა და დახლოებულია დახლოებულია  
დახლოებულია ვიწრო სიღრმის შორის კავშირი, დახლოებულია დახლოებულია  
დახლოებულია სიღრმის.

K. Kvavadze, M. Tevdorashvili

THE SCATTERED ELECTROMAGNETIC FIELD OF CONDUCTIVE  
RECTANGULAR PLATES WITH DIFFERENT WIDTH IN THE NEI-  
GHBOURING AND DISTANT ZONES

Summary

The paper presents an experimental analysis of electromagnetic wa-  
ves scattered on conductive rectangular shape plates. Short, middle  
and long wave approximations are considered.

The distribution of the scattered electromagnetic field in the distant  
zone has been compared with theoretical calculations.

A single-valued relation is obtained between plate width and the an-  
gular width of the main petal at 0.5 level of maximum.

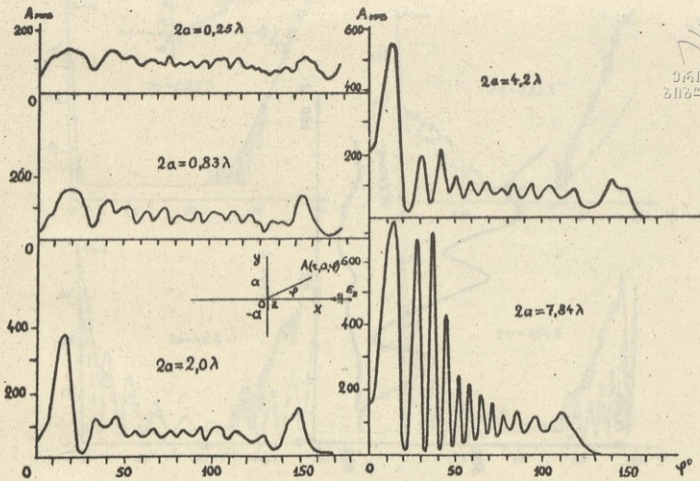


Рис. I

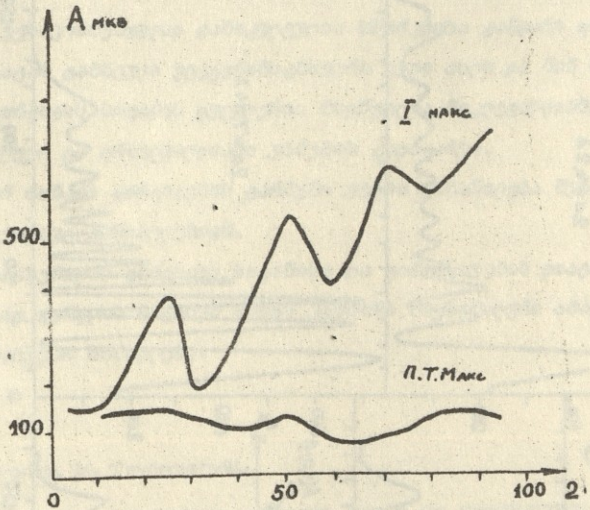
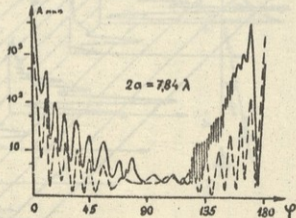
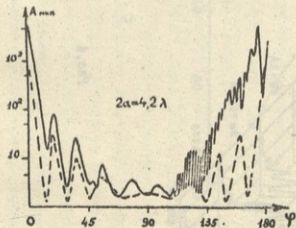
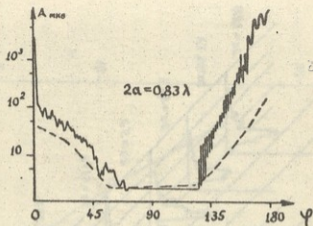
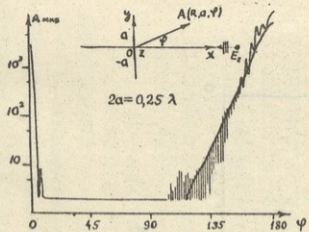


Рис. 2



ՔՐՈ.3

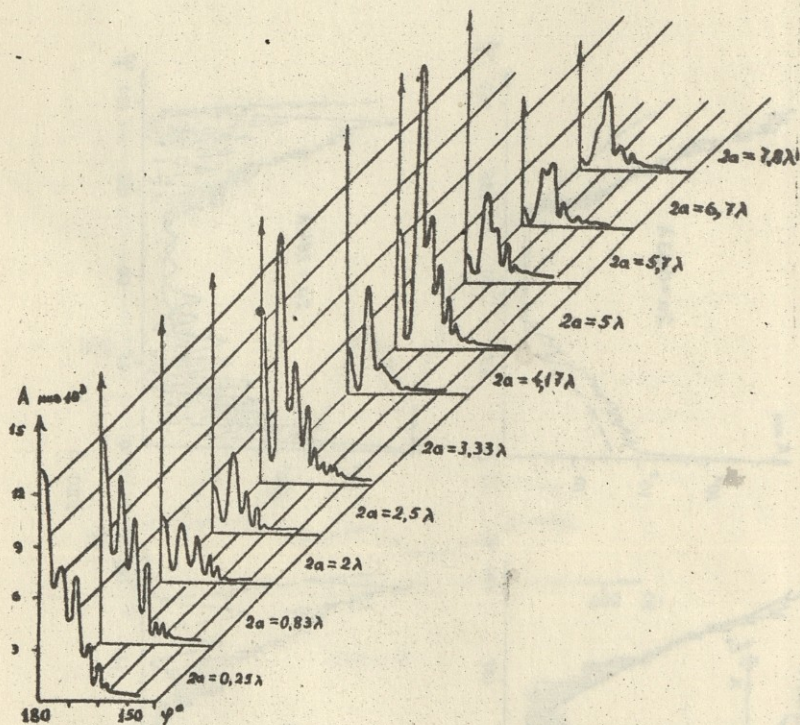


Рис. 4

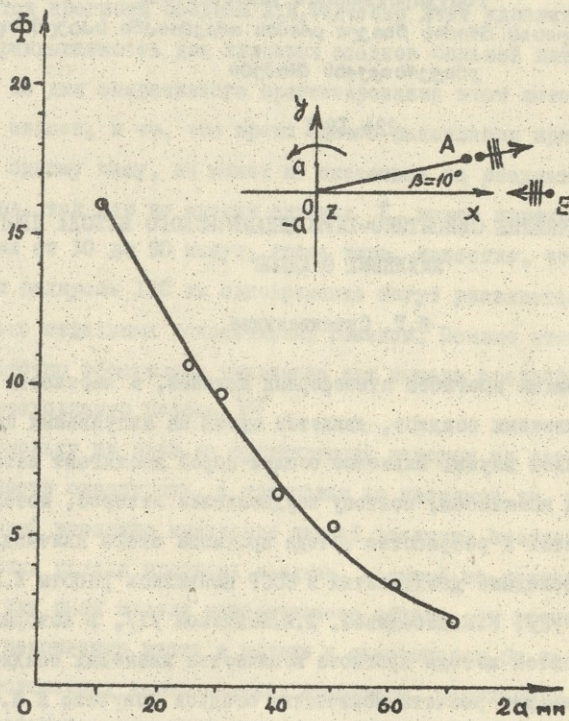


Рис. 5



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени

государственного университета

თბილისის შრომის წითელი გზის ორდენის სახელმწიფო

უნივერსიტეტის ტომები

226, 1981

УТОЧНЕНИЕ СИНОПТИКО-ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО МЕТОДА ПРОГНОЗА  
ЛИВНЕВЫХ ОСАДКОВ

Я.Г. Сулаквелидзе

Проблема прогноза атмосферных явлений, в частности прогноза ливневых осадков, является одной из актуальных задач современной науки. Ливневые осадки порой достигают катастрофических масштабов, поэтому неудивителен интерес, который проявляется к разработке метода прогноза этого явления.

В последние десятилетия в СССР появились работы Е.М. Орловой /2/, Н.В. Лебедевой, Л.М. Лаптевой /1/, в которых предлагаются методы прогноза количества ливневых осадков. Уравнение для расчета количества осадков получено Е.М. Орловой для равнинных условий и при расчетах для Закавказья в него вводятся поправки. Как показала проверка, метод дает удовлетворительный результат. Количество осадков, рассчитанное таким образом, близко к максимальному, но метод несколько искусственен, т.к. расчет скорости восходящих потоков в конвективном облаке слишком упрощен. Коэффициент  $\mathcal{K}$ , входящий в уравнение и учитывающий плотность теплых восходящих струй, принят равным 0,7, а по данным С.М. Шметера /3/

$\alpha$  может варьировать от 0,3 до 0,5.

Метод прогноза осадков Л.М.Федченко дает удовлетворительную оправданность для ливневых осадков большой интенсивности, но для оперативного прогнозирования этот метод несколько сложен, и то, что время одного накопления приравнивается одному часу, не может не сказаться на результатах расчетов, так как во многих случаях  $t$  может принимать значения от 30 до 90 минут, кроме того, известно, что на площади радиусом 100 км одновременно могут развиваться несколько отдельных конвективных облаков. Помимо этого, недостаточно обосновано уравнение для вывода средней скорости восходящего потока  $W$ .

Поскольку ни один из существующих методов не дает возможности оконтурить, с точностью до десятков км, площадь, на которой возможно выпадение ливней, возникла необходимость разработки метода прогноза осадков, который не зависел бы от той или иной модели конвективного облака, от времени одного накопления влаги в облаке и основывался бы на более общих положениях термодинамики атмосферы. Необходима также разработка метода, позволяющего прогнозировать как количество, так и территорию, на которой ожидается выпадение ливней.

Для уточнения количества ливневых осадков нами был разработан метод, основанный на анализе термодинамических параметров атмосферы. Для расчета количества выпавших ливневых осадков мы определяли количество влаги, генерируемое облаком в процессе разрешения неустойчивости  $q_p$ , исходя

3. Труды, т.226.

из термодинамического состояния атмосферы до развития кон-  
векции. Фактически выпавшее количество осадков  $q_p$  согласо-  
но [4] можно рассчитать из уравнения:  $q_p = 0,552 q_p^{0,9}$ ,

$$q_p = \frac{\left\{ \gamma - \left[ \gamma_g + 0,65 (\gamma_c - \gamma_g) \left( 1 - \sqrt{\frac{\gamma_c - \gamma}{\gamma_c - \gamma_g}} \right) \right] \right\} (P_k - P_m) \Delta S 10^3}{g (\gamma_c - \gamma)}, \quad (1)$$

где  $\gamma, \gamma_g, \gamma_c$  - градиенты стратификации, влажноадиабати-  
ческий и сухоадиабатический соответственно;  $P_k, P_m$  - давле-  
ние на уровне конденсации и уровне максимального отклоне-  
ния кривой стратификации от кривой состояния,  $g$  - ускоре-  
ние силы тяжести;  $\Delta S = S_k - S_g$  - разность между удельной  
влажностью на уровне конденсации и вершине облака.

Для расчета максимального количества осадков  $q_p$  не-  
обходимо разделить на балльность облаков  $S = 0,65 \left( 1 - \sqrt{\frac{\gamma_c - \gamma}{\gamma_c - \gamma_g}} \right)$ .

$$q_p = 0,552 \frac{\left\{ \gamma - \left[ \gamma_g + 0,65 (\gamma_c - \gamma) \left( 1 - \sqrt{\frac{\gamma_c - \gamma}{\gamma_c - \gamma_g}} \right) \right] \right\} (P_k - P_m) \Delta S 10^3}{g (\gamma_c - \gamma) 0,65 \left( 1 - \sqrt{\frac{\gamma_c - \gamma}{\gamma_c - \gamma_g}} \right)} \quad (2)$$

Вышеизложенный метод позволяет прогнозировать среднее  
и максимальное количество ливневых осадков, выпадающих при  
данной стратификации атмосферы. Метод проверен на 100 слу-  
чаев выпадения ливневых осадков в Закавказье и на Северном  
Кавказе, точность прогноза количества ливневых осадков  
составляла + 20%. Этот метод запрограммирован на ЭВМ и  
проверяется в Институте прикладной математики ТГУ и Гидро-  
метслужбе СССР.

Мы попытались, учитывая недостатки существующих мето-  
дов, разработать метод прогноза площади, на которой возмож-



но выпадение ливневых осадков. С этой целью были проанализированы термобарические поля на картах абсолютной барической топографии. На этих картах были выделены зоны неустойчивости атмосферы, по углу отклонения изотермы от изобары. Для выделения области адвекции холода на картах  $AT_{200}$ ,  $AT_{500}$ ,  $AT_{300}$  проводились изогипсы через 2 гпм и изотермы через  $1^{\circ}$ .

На каждой поверхности уровня 700 мб, 50 мб, 300 мб определяется зона неустойчивости. Для этого выделяется циклоническая часть термической ложбины или ее центральная часть, соответствующая области адвекции холода. Передним краем зоны неустойчивости является линия, проходящая через точки перегиба — изменения направления изотермы от изогипсы. Тыловым краем этой области является линия нулевой адвекции, которая чаще всего совпадает с осью термической ложбины. Путем выделения области неустойчивости на каждой конкретной изобарической поверхности происходит их совместное проецирование. Аналогичный метод был применен П.Я.Божковой при прогнозе градовых процессов в Средней Азии и получены хорошие результаты /5/.

Таким образом, для каждого конкретного изобарического уровня выделяется область адвекции холода, т.к.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{agb} = T_{\chi} v \sin \epsilon, \quad (3)$$

где  $\epsilon$  — угол отклонения между изогипсой  $H = const$  и изотермой  $T = const$ ,  $v$  — скорость ветра;  $T_{\chi} = \left| \frac{\partial T}{\partial \chi} \right|$ , где  $\chi$  — нормаль к изотерме в рассматриваемой точке.

Совместное проецирование зон неустойчивости для различ-



ных уровней дает нам распределение неустойчивости атмосферы по территории и по высоте, чего не дает ни один из существующих методов. Слой воздуха, в котором наблюдается неустойчивость на нескольких изобарических уровнях, является наиболее неустойчивой областью, и поэтому естественно, что выпадение ливней и града наблюдается именно над территорией, расположенной под неустойчивой областью.

Для примера определения территории, на которой прогнозируется выпадение ливневых осадков, рассмотрим 8 августа 1974 года, когда ливневые осадки отмечались в Западной Грузии.

В этот день на поверхности 700 мб центр циклона был отмечен над Западной Грузией с ложбиной к ССВ; при таком расположении циклонической области и соответствующем положении изотерм (см. рис.) область неустойчивости охватывает северную и восточную части Западной Грузии. На поверхности 500 мб область неустойчивости находилась над северной и восточной частями Западной Грузии; над поверхностью 300 мб ясно выраженной области неустойчивости не обнаружилось. На карте 700 мб область неустойчивости охватывала и Восточную Грузию, но при проецировании этих карт друг на друга оконтуренная область, на которой ожидалось ливневые осадки, включала станции Кутаиси, Самтредия, Сухуми и не включала Супсы, Махарадзе, Нагомари и т.д., что в точности совпадало с фактическими данными.

нами было рассмотрено 20 дней с ливневыми осадками. Для этих дней были исследованы карты барической топографии

$AT_{700}$ ,  $AT_{500}$ ,  $AT_{300}$  чаще за два срока.

Анализ синоптических карт для дней с ливневыми осадками позволил сделать следующие предварительные выводы:

1. Для выпадения ливневых осадков на территории Закавказья необходимо, чтобы над районом выпадения осадков наблюдалась неустойчивость атмосферы на уровне 700 мб. Если на уровне 700 мб атмосфера стратифицирована устойчиво, то ливневые осадки выпадать не будут.

2. Для выпадения ливневых осадков необходимо, чтобы над этим районом наблюдалась неустойчивость атмосферы и в районе 500 мб или 300 мб.

3. Исключительно интенсивные ливневые осадки в Западной Грузии выпадают в тех случаях, когда над каким-нибудь участком атмосфера стратифицирована неустойчиво на всех исследуемых изобарических уровнях. В дни с такой неустойчивостью в Восточной Грузии выпадает град, при определенной высоте  $0^{\circ}$  изотермы.

4. По предварительным данным границы жидких ливневых осадков удастся оконтуривать с точностью 20-40 км при среднем диаметре ливневого пятна 250-300 км.

Исследуемый материал еще раз подтверждает выводы, что на образование твердых ливневых осадков (града) кроме макрофизических (аэросиноптических) условий влияют микрофизические процессы, т.к. при одинаковых аэросиноптических условиях в Западной Грузии выпадают ливневые осадки, а в Восточной Грузии — град.

Исходя из вышесказанного, для прогноза ливневых осадков,

для физико-географических условий Грузии, можно рекомендовать следующее:

1. Выявить зоны неустойчивости на прогностической карте  $AT_{700}$ . Если на окрестности 700 мб атмосфера стратифицирована устойчиво, за этот срок ожидать выпадения ливневых осадков не следует.

2. При наличии зоны неустойчивости на 700 мб анализируются карты  $AT_{500}$ ,  $AT_{300}$ ; заключение о возможности выпадения ливней делается по вышеизложенным выводам.

3. Среднее и максимальное количество ливневых осадков определяется по уравнениям (1) и (2).

4. Вблизи уровней, на которых наблюдаются зоны неустойчивости, следует ожидать болтанки самолетов.

Расчитанные по уравнению (3) значения  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{agb}$  для каждой точки на различных изобарических поверхностях, с учетом значений величины среднего количества выпадающих осадков /по ур. I/ в пунктах радиозондирования, позволяют прогностически получить поле выпадения ливневых осадков, что, насколько нам известно, до сих пор никем не сделано.

Так как это первые попытки прогнозирования границы территории выпадения ливневых осадков, полученные выводы и рекомендации относительно синоптического метода прогноза предварительные, и их оправдываемость в настоящее время проверяется для большего числа случаев.

Объединение изложенных в статье методов прогноза ливневых осадков позволит прогнозировать границы территории выпадения ливней, их количество в пунктах радиозондирования и

поле выпадения ливневых осадков.

В настоящее время все расчеты программируются на ЭВМ для уточнения проверки и внедрения в оперативную работу Гидрометслужбы СССР.

Поступила 15/IV.1981

Кафедра геофизики

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л.М.Лаптева. Метод прогнозирования количества ливневых осадков. Труды ВГи, вып.5, Л.,1966.
2. Е.М.Орлова. К вопросу о роли фронта в возникновении осадков. Труды ЦИП, вып. 251 (52), М., 1951.
3. С.М.Шметер. Стадии развития кучево-дождевых облаков и особенности распределения метеорологических параметров в их зоне. Труды ЦАО, вып.53, 1962.
4. Я.Г.Сулаквелидзе. Термодинамические условия развития конвективных облаков и метод прогноза ливневых осадков. Сообщения АН СССР, 67, № 1, 1972.
5. П.Я.Боква. К вопросу прогноза локальных районов возникновения или усиления градовых процессов. Труды СарНИГМИ, вып.16 (97), 1975.





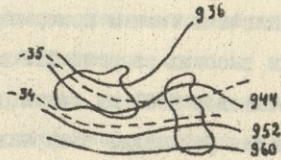
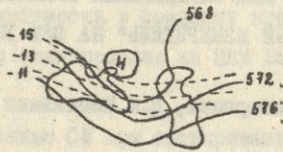
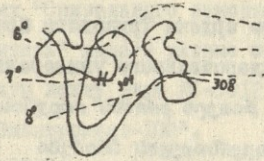


Рис. 1

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

საბჭოთავო აღმშენებლის ინჟინერების ინსტიტუტის  
უნივერსიტეტის შრომები

226, 1981

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ С АВТОМАТИ-  
ЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРА-  
МЕТРОВ "СПИРАЛЬНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ" НА ЭВМ БЭСМ-6

М.И. Джгаркава, Ц.И. Иоселиани

За последние годы пузырьковая камера стала одним из на-  
иболее мощных и сложных детекторов частиц в экспериментах  
по физике высоких энергий. Обработка громадного потока ин-  
формации, накопленной на пленках с пузырьковых камер, по-  
требовала создания различных систем измерения.

В Институте физики высоких энергий ТГУ создана система  
полуавтоматических установок ПУОС на линии с ЭВМ БЭСМ-4;  
разработана измерительная установка "Спиральный измеритель"  
(СИ) с последующей *off-line* обработкой результатов с по-  
мощью унифицированных программ на ЭВМ БЭСМ-6.

Математическое обеспечение систем обработки фильмовой  
информации включает в себя комплекс разнообразных задач,  
предназначенных для фильтрации результатов сканирования  
стереоснимков и восстановления пространственной картины  
событий.

Описываемая ниже программа обеспечивает непосредствен-

16 03 57 21  
0000000000

ную передачу данных "Спирального измерителя" на ЭВМ БЭСМ-6. "Спиральный измеритель" выдает данные сканирования на 9-дорожечную магнитную ленту типа ЕС-5012, подключенную к управляющей ЭВМ "Электроника-100".

Данные с МЛ ЕС-5012 после переформировки переписывались на 7-дорожечную магнитную ленту СД-608 /1/, которая использовалась для ввода информации в программу *FILTR*, установленную на ЭВМ-БЭСМ-6.

Возникла необходимость в создании программ обработки данных спирального сканирования на ЭВМ БЭСМ-6 без применения лент СД-608.

Данные, полученные СИ при сканировании, представляются в виде /2/:

1. Числового массива (или массива полярных координат);
2. Паспорта кадра.

Паспорт кадра /3/ содержит служебные данные, относящиеся к скану: номер события, количество вершин, топологию события и др., составляющие массив.

Общий массив данных, относящихся к полному спиральному скану, состоит из подблоков, которые записываются в памяти ЭВМ "Электроника-100" и имеют стандартную длину 256 слов УЭВМ (85 слов БЭСМ-6) /3/.

Точки скана представлены в виде троек чисел  $R-\theta-H$ , занимающих 3 слова УЭВМ (рис.1), где  $R$  - полярный радиус - 15 разрядов,  $\theta$  - полярный угол - 17 разрядов,  $H$  - амплитуда импульса - 3 разряда,  $\theta_{full}$  - признак опорной метки.

Первые 3 слова числового подблока - служебные /3/.

Первые 2 слова - метка блока, представленная в виде:

. 7777 В

7777 В.

3-е слово - число троек точек  $R-\theta-H$ , содержащая в подблоке. Последний подблок, относящийся к данному скану, - паспорт проекции, снабженный признаком ( $PS$ ):

7777 В

0000 В

7777 В.

Каждый скан заканчивается маркером файла  $EOF$ -ом, а конец записи на ленте - двумя  $EOF$ , следующими друг за другом.

При чтении физических зон с магнитной ленты проверяются сперва паспорт скана /3/ (признак блока должен совпасть с признаком  $PS$  блока паспорта). Если скан не бракован (признак браковки равен 1), то проверяем номер кадра и номер события, а по ним - разные проекции одного и того же события, которые записываются последовательно друг за другом на магнитных дисках. После каждого скана записываем маркер файла  $EOF$ . После проверки всех событий кадра производится перепись информации о магнитных дисках на новую магнитную ленту ЕС-5012. При этом, так как данные сканирования были записаны в таком виде, что 2 старших разряда каждого 8-разрядного слова не использовались, уплотняем слово, сдвигая каждое на 2 разряда влево. Три слова УЗВМ объединены в одно слово БЭСМ-6, занимая 36 старших разрядов (рис.2).

Конец записи на магнитную ленту отмечается двумя EOF, следующими друг за другом.

Программами *INPUT*, *UNPACK*, *PSE 100*, *PASPM2* и *ERPA5P* из комплекса программ *FILTR* /4/ происходит прием и переработка данных сканирования, занимающих 56 старших разрядов слова БЭСМ-6, в формат слова, принятый в *FILTR* (рис.3).

Программа успешно эксплуатируется в ОИЯИ г.Дубна.

Поступила 19.5.1981

Институт физики  
высоких энергий ТГУ

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.В.Гусев, З.М.Косарева, Г.А.Осоосков. Программное обеспечение перезаписи данных спирального сканирования с магнитофона ЕС-5012 на СД-608 и ввода их в программу *FILTR*, IO-8409, Дубна, 1974.
2. З.М.Косарева и др. Формат и структура массива данных, поступающих со спирального измерителя ОИЯИ, IO-7428, 1973.
3. А.В.Беляев и др. Программа *SPREADER* для передачи данных спирального измерителя на ЭВМ БЭСМ-6, IO-7429, Дубна, 1973.
4. З.М.Косарева, Л.А.Кулькина, Г.А.Осоосков. Математическое обеспечение спирального измерителя. Программы комплекса *FILTR*, EI-IO-64I2, Дубна, 1972.



მ.ჯგარკავა, ც.იოსელიანი

ინფორმაციის ტრანსმისიის ავტომატიზაციის პროგრამის  
ავტომატიზაციის პროგრამის დასაწყისის "სპირალური  
კითხვარის" ინსტალაციის პროგრამის პროგრამის  
ავტომატიზაციის პროგრამის

რეზიუმე

დეტალური მათემატიკური პროგრამის, რომელიც  
სპირალური კითხვარის ინსტალაციის პროგრამის  
ავტომატიზაციის პროგრამის დასაწყისის პროგრამის  
ავტომატიზაციის პროგრამის პროგრამის პროგრამის

M.Jgarkava, Ts. Ioseliani

SOFTWARE OF DATA TRANSMISSION WITH A "SPIRAL READER"  
AUTOMATIC INSTALLATION FOR DETERMINING THE KINEMATIC  
PARAMETERS OF ELEMENTARY PARTICLES ON THE COMPUTER  
ECCM-6.

Summary

The software has been developed for the treatment on the computer  
ECCM-6 of data received from a Spiral Reader.

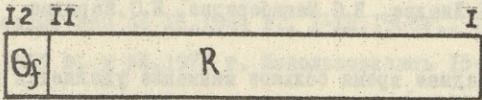
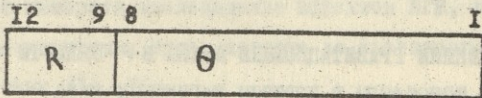
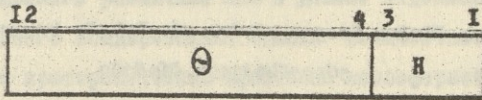


Рис.1

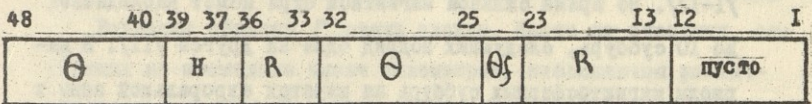


Рис.2

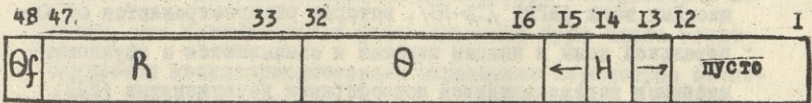


Рис.3



226, 1981

ВНУТРЕННИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В  $F^2$  ОБЛАСТИ  
ИОНОСФЕРЫ В ПЕРИОДЫ МАГНИТНЫХ БУРЬ

З.А.Лиадзе, В.С.Мацаберидзе\*, З.С.Шарадзе

В последнее время большое внимание уделяется исследованию взаимосвязи ионосферных и геомагнитных явлений. В частности, замечено, что на динамику термосферы оказывает влияние геомагнитные возмущения длительностью 1-2 часа (суббури) /I-II/. Во время сильной магнитной бури может наблюдаться до 10 суббурь, следующих подряд одна за другой /II/. В периоды магнитосферных суббурь на широтах авроральной зоны в нейтральную атмосферу вводится большое количество энергии за счет выпадания энергичных частиц и джоулевого разогрева; в результате этого возможна генерация внутренних гравитационных волн (ВГВ) /I2-I5/, которые распространяются от авроральной зоны к низким широтам и связываются с крупномасштабными перемещающимися ионосферными возмущениями (КПВ) /I0, I3-I6/. Особенности проявления эффектов в среднеширотной области  $F^2$ , связанных с изолированными магнитосферными суббуриями (МСБ), изучались в ряде работ (см., напр., /I7/).

\* Заведующий Душетской геофизической обсерваторией АН ГССР.



Рассматривались различные МСБ и данные отдельных станций вертикального зондирования. Однако количественные характеристики пространственно-временной ионосферной суббури практически остаются неизученными /8/. В связи с этим, заслуживает интереса исследование эффектов ВГВ, генерируемых в периоды магнитных бурь, которые до настоящего времени еще мало изучены /14, 16/.

Ниже представлены результаты исследования ВГВ в магнитовозмущенные дни за XII.1964 г., I-XII.1966г., IX.1967г., III. XI.1969 г. и УИ.1972 г. Использовались 15-минутные данные критических частот области F ( $f_o F_2$ ) за магнитовозмущенные дни четырех ионосферных станций: Москвы, Киева, Ростова н/Д<sup>XX</sup> и Тбилиси. Данные по вариациям магнитного поля Земли брались из Думетской геофизической обсерватории.

Вариации области F очень сложны. Часто на станциях, отстоящих на несколько тысяч километров, наблюдаются различные вариации /17/. Согласно /12/ возмущения области F распространяются от высоких к низким широтам; на ночной стороне они распространяются до более низких широт, чем на дневной. Анализ данных Тбилисской ионосферной обсерватории показал, что положительная фаза магнитной бури часто сопровождается квазипериодическими вариациями параметров области F ионосферы. Такой пример (I.IV.1976г.) показан на рис.1; стрелкой указано время начала магнитной бури. В ночные часы, т.е. сразу после начала магнитной бури  $f_o F_2$

---

<sup>XX</sup> Получены из МЦД БЗ.



почти не изменяется (слегка уменьшается), как и следовало ожидать /3/. Спустя ~ 2 часа с момента начала магнитной бури начинаются волнообразные вариации ионосферных параметров, амплитуда которых заметно увеличивается с восходом Солнца - увеличение  $h'F$  и  $h_p F2$  на 25 и 60 км по сравнению со спокойным уровнем сопровождается положительным возмущением  $f_o F2$ , составляющим около 10-20%. Исследование развития картины в планетарном масштабе по данным меридиональной цепочки ионосферных станций с 15 минутным разрешением показало, что периодическое возмущение распространяется от высоких к низким широтам. Примеры такого перемещения возмущения в магнитовозмущенные дни приведены на рис.2 и 3 для околополуденного (13.IX.1967 г.) и послеполуденного (13.XII.1966 г.) периодов. Наряду с очевидными квазипериодическими изменениями параметра  $f_o F2$  для каждой станции отдельно, заметна и корреляция в изменениях в целом, а наличие временных сдвигов между подобными участками подтверждает перемещение возмущения с севера на юг. По этим временным сдвигам с помощью измерительных треугольников Москва-Киев-Ростов и/д и Москва-Киев-Тбилиси определялся вектор скорости ПВ. Результаты расчетов приведены на рис.4 (светлое время 1969г. и 1972 г.) и рис.5 (с 15.00 до 24.00 ЛТ). Из гистограммы направлений видны преобладающие направления распространения: зональное на запад и меридиональное на юг. Причем, меридиональное направление распространения волновых возмущений сильнее выражено в неосветное время суток (рис.5). Величина скорости распространения не-

меняются в широком интервале значений (100-900 м/сек; наиболее часто встречаются значения 200-300 м/с. Разделение по величинам скоростей показало, что при высоких значениях скорости более четко выражены преобладающие направления движения. Эти значения скорости перемещения превышают скорость звука, но лежат в пределах экспериментально наблюдаемого спектра скоростей ВГВ /13-16/.

Таким образом ВГВ, генерируемые во время магнитных бурь, в авроральной зоне могут достигать средних широт.

Получила 20.V.1981.

Кафедра радиофизики ТГУ  
НИИ ионосферы

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H. Rishbeth, Radio Sci., 1974, 9, 183
2. H. G. Mayr, H. Volland, J. Geophys. Res., 1973, 78, 2251
3. А.А.Намгаладзе, Е.С.Латышев. Геомагн. и аэрономия, 1976, 16, 273.
4. C.G. Park, C. J. Meng, J. Geophys. Res., 1971, 76, 8326
5. C. G. Park, C.J. Meng, J. Geophys. Res., 1973, 78, 3828
6. В.М.Новиков. Геомагнетизм и аэрономия, 1976, 16, 729.
7. Г.И.Пушкова, Л.А.Юдович. Геомагн.и аэрономия, 1978, 18, 263.
8. М.И.Фаткуллин, В.М.Новиков, Н.В.Ковсвалова. Геомагнетизм и аэрономия, 1980, 20, 255.
9. Л.М.Алексеева, Л.Г.Тампинова. Геомагнетизм и аэрономия, 1978, 18, 169.



- 10. Г.Ф.Деминова, Л.А.Юдович. Геомагнетизм и аэрономия, 1980, 20, 742.
- 11. С.Акасофу. Полярные и магнитосферные суббури."Мир", 1971.
- 12. Н.П.Бенъкова, Р.А.Безакина. Геомагнетизм и аэрономия, 1974, 14, 457.
- 13. M. J. Davis. J. Geophys. Res., 1971, 76, 4525
- 14. A.D. Richmond, S. Matsushita. J. Geophys. Res., 1975, 80, 2839
- 15. R. G. Roble, A. D. Richmond, W. L. Oliver, R. M. Harper. J. Geophys. Res., 1978, 83, 999
- 16. Л.Донс, В.М.Шашукина, Л.А.Юдович. Геомагнетизм и аэрономия, 198, 20, 744.
- 17. М.Н.Фаткуллин. Со."Итоги науки и техники.Геомагнетизм и высокие слои атмосферы".т.4, ВИНТИ, 1978, 6.

ბ.ღინაძე, ვ.მაგაბერიძე,ბ.შარაძე

ბიზამთის ტელეკომუნიკაციების განვითარების განყოფილება  
მაგნიტური დარღვევების დარღვევა

რეზიუმე

ბიზამთის რეგიონში მაგნიტური ქარიშხლების პერიოდებში ავრჩაღვირ ბიზამთის ტელეკომუნიკაციების ავარიისგან დაცვების გარდასახვა საშუალოდ განვიხილავთ იონოსფეროს F ტარში.

ქვემოთაა გამოყენებულია მხოლოდ იონოსფეროს სპექტრის - მის-  
ჯივის, კრევის, იონის რესტრუქციის და მბრუნვის სიხშირის  
მიხედვით მაგნიტური ქარიშხლების პერიოდებში. ამ მიხედვით,



ժամերի սամպլանգները: Ուսյուն-յուրի-բորնի հոսքերը, Ուսյուն-յուրի-աժուրնի, ժամացրեմի ժանսաճըրհեթա Յրհոթըրի ժիմ-թոթըմիս ժոսաթըրըմիս սոհյահիս յըթհոհ:

Յըրըրիս ժիթըթըրի սթասթըրըթըր Նաթըրիթըրի յահոթըրըմիս Յրհոթըրի սամպլանգըր ժամըթըր հոհիսթըրիս F ժահըրիթի ժիմաթըրի սթոհիսթըրըրի ժալթըրիս սհիթըրիս:

Z. Liadze, V. Matsaberidze, Z. Sharadze

INTERNAL GRAVITY WAVES IN THE F REGION OF THE IONOSPHERE DURING MAGNETIC STORMS

Summary

Internal gravity waves produced during periods of geomagnetic activity are investigated. It is shown that the indicated gravity waves, generated at high latitudes, can travel to the middle latitudes.

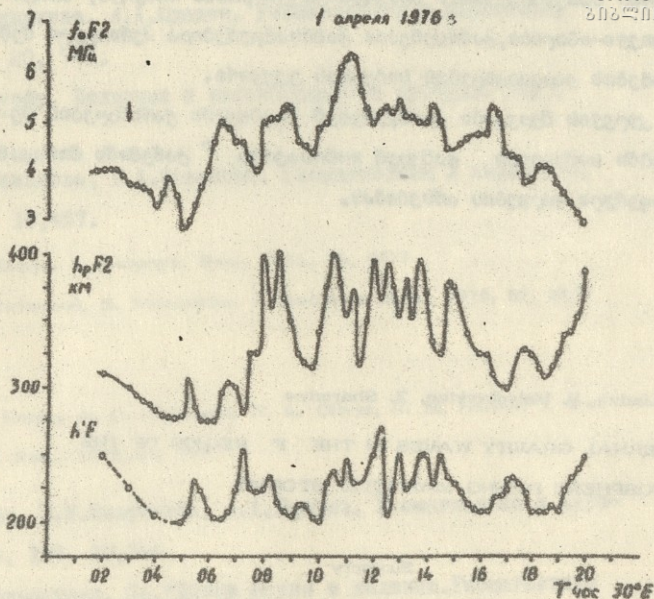


Рис. I Квазипериодические вариации параметров F области ионосферы во время магнитной бури I. IV. 1976 г.

$f_oF2$  - критическая частота области F

$h_pF2$  - высота максимальной электронной концентрации области F (высота на частоте  $f = 0,834 f_oF2$ )

$h'F$  - минимальная действующая высота области F

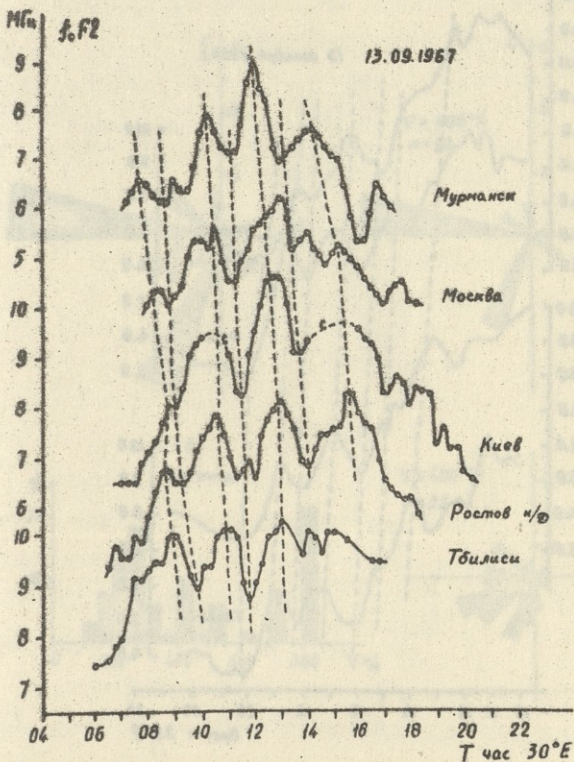


Рис.2 Квазипериодические вариации ионосферного параметра  $f_oF2$  во время геомагнитной бури 13.IX.1967г.



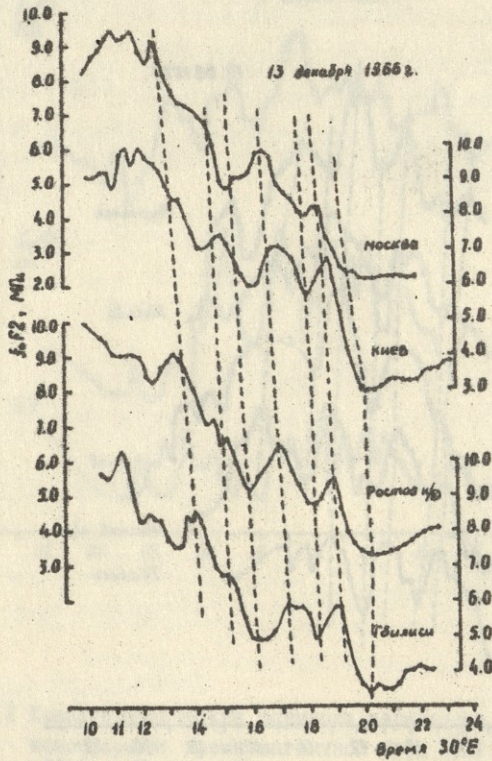


Рис. 3. Квазипериодические вариации ионосферного параметра  $f_oF2$  во время геомагнитной бури 13.XII.1966г.

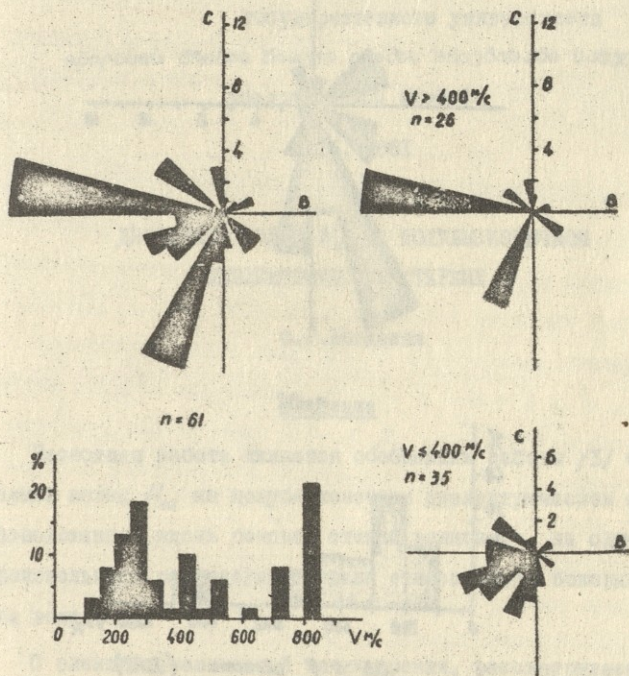
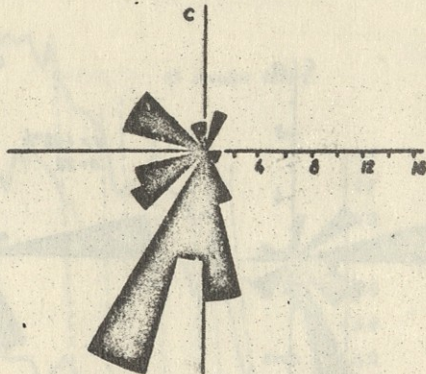
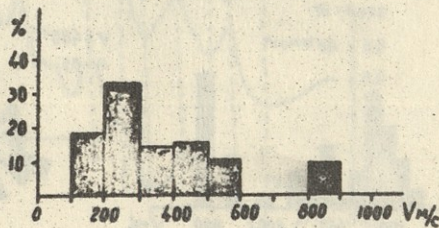


Рис.4 Распределение скоростей и направлений движения  
 возмущений в магнитовозмущенные периоды:  
 XII.1964г., I-XII.1966г., IX.1967г., III, XI.1969г.  
 и VIII.1972г.

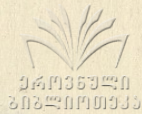


$n=82$



ПВ в F области ( $\%F_2$ )  
1966 (15.00-24.00)

Рис. 5 Распределение скоростей и направлений движения возмущений в несветлое время магнитовозмущенных дней за 1966г.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი რქობის ორჯონიძის სახელწოდება  
უნივერსიტეტის შრომები

226, 1981

ДИФРАКЦИЯ ВОЛНЫ  $H_{10}$  НА ПОЛУБЕСКОНЕЧНОМ  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СТЕРЖНЕ

Ф.Г.Богданов

Введение

Настоящая работа является обобщением работы /3/ о дифракции волны  $H_{10}$  на полубесконечном диэлектрическом стержне, расположенном вдоль боковой стенки волновода, на случай произвольного размещения стержня относительно боковых стенок волновода.

С электродинамической точки зрения, рассматриваемая задача состоит в нахождении комплексных амплитуд собственных волн, распространяющихся по обе стороны от сочленения полного и частично заполненного волноводов. Ориентируясь на практическое использование результатов, полный волновод полагается одномодовым.

В предлагаемой работе решение дифракционной задачи производится методом частичных областей с привлечением проекционного метода. Используемая здесь методика решения задачи, в сущности, аналогична развитой нами в /3/ для решения по-



добных волноводных задач. Последняя, в свою очередь, использует вариант проекционного метода, предложенный Г.Ш.Кеванишвили в работе /2/, в котором в качестве базисных функций выступают две группы ортогональных на заданном интервале функций.

### I. Система функциональных уравнений волновода

Пусть имеем сочленение полого и частично заполненного диэлектриком прямоугольных волноводов одинаковых поперечных размеров с идеально проводящими стенками (рис.1). Здесь

$a$  - ширина волноводов,  $d$  - толщина диэлектрического стержня,  $b$  и  $l = a - d - b$  - расстояние стержня от боковых стенок волновода,  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  - абсолютные проницаемости полого, а  $\epsilon$  и  $\mu$  - частично заполненного волновода ( $\epsilon_0 = 1/36\pi \cdot 10^{-9}$  Ф/м,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м.).

Предположим, что на границу раздела волноводов ( $z = 0$ ) со стороны полого волновода в положительном направлении оси  $z$  падает основная волна  $H_{10}$  с компонентой

$$E_y = \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(-i k_z z + i \omega t) \quad (I)$$

$(\text{Im } k_z < 0)$

Поставим задачу о нахождении рассеянного поля, возникающего в волноводе в результате дифракции волны (I) на стыке волноводов.

Составляющие поля в различных областях волновода запишем в виде:

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



$$E_{y2} = \sum_{m=1}^{\infty} B_m \Phi_m(x) \exp(-i h'_m z + i \omega t) \quad (z > 0) \quad (3)$$

$$(Im h_m < 0, Im h'_m < 0),$$

где  $h_m = \sqrt{\kappa_0^2 - (\pi m/a)^2}$ ,  $\kappa_0$  - волновое число свободного пространства,  $\omega$  - круговая частота,  $h'_m$  - продольное волновое число волны  $H_{m0}$  в волноводе с диэлектриком, являющееся решением дисперсионного трансцендентного уравнения /4/:

$$\begin{aligned} & \operatorname{tg}(\sqrt{\kappa_0^2 - h_m'^2} b) + \operatorname{tg}(\sqrt{\kappa_0^2 - h_m'^2} l) + \frac{\sqrt{\kappa_0^2 - h_m'^2}}{\sqrt{\kappa^2 - h_m'^2}} + \operatorname{tg}(\sqrt{\kappa^2 - h_m'^2} d) - \\ & - \frac{\sqrt{\kappa^2 - h_m'^2}}{\sqrt{\kappa_0^2 - h_m'^2}} \operatorname{tg}(\sqrt{\kappa_0^2 - h_m'^2} b) \operatorname{tg}(\sqrt{\kappa_0^2 - h_m'^2} l) \operatorname{tg}(\sqrt{\kappa^2 - h_m'^2} d) = 0; \end{aligned} \quad (4)$$

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

$$\chi_m = (q_m \operatorname{tg} p_m b - p_m \operatorname{tg} q_m b) / (p_m + q_m \operatorname{tg} p_m b \operatorname{tg} q_m b)$$

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

Здесь  $q_m$  и  $p_m$  - поперечные волновые числа заполненной и незаполненной частей частично заполненного волновода;

$\Phi_m(x)$  - поперечная собственная функция  $m$ -ой волны частично заполненного волновода;  $\chi_m$  - параметр, выражающий отклонение эпилы поля  $m$ -ой волны частично заполненного волновода от соответствующей волны однородно заполненного волновода, в частности при  $\epsilon = \epsilon_0$ ,  $\chi_m = 0$ .  $A_m$  и  $B_m$  - комплексные амплитуды собственных волн  $H_{m0}$  соответствующих областей, подлежащие определению.

Используя условия сшивания полей на граничной плоскости

( $Z = 0$ ), получим следующую систему функциональных уравнений относительно искомых коэффициентов  $A_m$  и  $B_m$ :

$$\sum_{m=1}^{\infty} \left( A_m \sin \frac{\pi m x}{a} - B_m \Phi_m(x) \right) = - \sin \frac{\pi x}{a}, \quad (6)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} \left( A_m h_m \sin \frac{\pi m x}{a} + B_m h'_m \Phi_m(x) \right) = h_1 \sin \frac{\pi x}{a}.$$

Для решения системы (6) выберем в качестве базисных функций системы поперечных собственных функций волн  $H_{m0}$  полого и частично заполненного волноводов. Действительно, нетрудно показать, что на сегменте  $/0, a/$  они образуют полные ортогональные системы функций, причем имеют место следующие соотношения ортогональности:

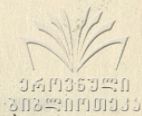
$$\int_0^a \sin \frac{\pi m x}{a} \sin \frac{\pi n x}{a} dx = \frac{a}{2} \delta_{mn}, \quad (7)$$

$$\int_0^a \Phi_m(x) \Phi_n(x) dx = \frac{a}{2} R_m \delta_{mn}, \quad (8)$$

где

$$R_m = \frac{\sec^2 q_m b}{(p_m + q_m \operatorname{tg} p_m b \operatorname{tg} q_m b)^2} \left\{ \frac{q_m^2}{\cos^2 p_m b} \left( b - \frac{\sin 2 p_m b}{2 p_m} \right) + \right. \\ \left. + d (p_m^2 + q_m^2 \operatorname{tg}^2 p_m b) - [\cos 2 q_m b (p_m^2 - q_m^2 \operatorname{tg}^2 p_m b) / (2 q_m)] + \right. \\ \left. + \frac{q_m^2 \cos^2 q_m d}{p_m^2 \cos^2 p_m b} (p_m - q_m \operatorname{tg} p_m b \operatorname{tg} q_m d)^2 \left( b - \frac{\sin 2 p_m b}{2 p_m} \right) \right\} + \\ - \frac{1}{q_m} \frac{p_m \operatorname{tg} q_m b - q_m \operatorname{tg} p_m b}{p_m + q_m \operatorname{tg} p_m b \operatorname{tg} q_m b} \left[ \cos 2 q_m (b+d) - \cos 2 q_m b \right]. \quad (9)$$

Используя условия (7) и (8), легко трансформировать систему (6) в бесконечные системы линейных неоднородных алгебраических уравнений либо для коэффициентов  $A_m$ , либо



для  $B_m$ . Так, для неизвестных  $A_m$  получим систему:

$$A_n = b_n + \sum_{m \neq n}^{\infty} A_m Z_{nm}, \quad (10)$$

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

где

$$b_n = \frac{\delta_{1n}}{1 - \gamma_{nn}} + Z_{n1}, \quad Z_{nm} = \frac{\gamma_{nm}}{1 - \gamma_{nn}}, \quad \gamma_{nm} = - \sum_{s=1}^{\infty} \frac{k'_s T_{sn} T_{sm}}{k_n R_s},$$

$$T_{mn} = \frac{2}{a} \int_0^a \varphi_m(x) \sin t_n x dx = \frac{2 q_m (q_m^2 - p_m^2) \sec q_m b}{(p_m + q_m \operatorname{tg} p_m b \operatorname{tg} q_m b) (p_m^2 - t_n^2) (q_m^2 - t_n^2)} \times$$

$$\times \left\{ (t_n \cos t_n b \operatorname{tg} p_m b - p_m \sin t_n b) + \left( 1 - \frac{q_m}{p_m} \operatorname{tg} p_m b \operatorname{tg} q_m b \right) \times \right.$$

$$\left. \times \cos q_m d \left[ t_n \cos t_n (b+d) \operatorname{tg} p_m b + p_m \sin t_n (b+d) \right] \right\}, \quad (11)$$

где  $t_n = \pi n / a$  - поперечное волновое число волны  $H_{m0}$  полого волновода. Коэффициенты  $B_m$  могут быть выражены через  $A_m$  посредством соотношения:

$$B_m = \frac{T_{m1}}{R_m} + \frac{1}{R_m} \sum_{s=1}^{\infty} A_s T_{ms}. \quad (12)$$

### 2. Численные результаты

Система /10/ численно решалась на ЭВМ (БЭСМ-6) методами редукции и итерации при различных параметрах волновода

$s = d/a$ ,  $b/a$ ,  $q = 2a/\lambda$  и  $\epsilon'_x = \epsilon/\epsilon_0$ . Сходимость алгоритма наблюдалась уже при шаге редукции и итерации порядка  $N = 5 \div 7$ , что обеспечивало точность результата около 0,01%. Точность уменьшалась вблизи критических точек, в которых возбуждаются высшие типы волн.





На рис. 2 и 3 построены графики зависимости модуля коэффициента отражения от коэффициента заполнения  $s = d/a$  и относительной ширины волновода  $q = 2a/\lambda$  при различных  $b/a$ , а на рис. 4 - графики зависимости  $|R_1|$  от  $b/a$  при различных  $s$  и  $q$ . На этих графиках пунктирные кривые соответствуют относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon'_n = 2,1$  (тефлон), а сплошные -  $\epsilon'_n = 5,4$  (слюда). Характерно наличие скачков и минимумов коэффициента отражения, что связано с перераспределением энергии в волноводе в связи с возбуждением высших типов волн. Отметим, что, как и следовало ожидать, коэффициент отражения волны  $H_{10}$  от стержня возрастает с увеличением коэффициента заполнения волновода  $s$ , проницаемости  $\epsilon'_n$ , длины волны  $\lambda$  и относительного расстояния  $b/a$  стержня от боковых стенок волновода (до тех пор, пока  $b < \ell$ ).

На рис. 5 построены графики зависимостей фазы коэффициентов отражения  $\varphi_R = \arg R_1$  (сплошные кривые) и прохождения  $\varphi_D = \arg B_1$  (пунктир) волны  $H_{10}$ , падающей на сочленение со стороны полого волновода, вычисленные на граничной плоскости  $Z=0$  при различных  $s$  и  $b/a$ . Приведенные зависимости показывают, что фаза отраженной волны сильно зависит от геометрических размеров системы, и эта зависимость тем больше, чем сильнее отличается волновод от однородно заполненного. Причина отличия фазы отраженной волны от  $\pi$  состоит в возбуждении на сочленении высших типов волн (как распространяющихся, так и затухающих, причем появление высшего (распространяющегося) типа волны связано с глубоким минимумом



фазовой характеристики. Заметим, что фаза коэффициента прохождения  $\varphi_D$  отлична от нуля, хотя ее зависимость от параметров системы значительно слабее. Это также указывает на сложную связь всех возбуждающихся типов волн (как распространяющихся, так и затухающих), которые лишь в совокупности удовлетворяют граничным условиям.

Важной дифракционной характеристикой волновода являются коэффициенты трансформации волны  $H_{10}$  в волну  $H_{m0}$ . Этот коэффициент определяется как отношение мощностей (т.е. продольных составляющих вектора Пойнтинга) прошедшей и падающей волн. Можно показать что он выражается формулой:

$$D_m = \frac{k'_m}{k'} |B_m|^2 R_m. \quad (13)$$

Очевидно, что коэффициент трансформации  $D_m$  является реальной величиной лишь для распространяющихся типов волн. Ясно также (это следует из энергетического баланса системы), что

$$|A_1|^2 + \sum_{m=1}^M D_m = 1, \quad (14)$$

где  $M$  - количество распространяющихся при данных параметрах системы типов волн  $H_{m0}$  в частично заполненном волноводе.

С помощью формулы (13) можно построить графики зависимостей коэффициентов трансформации  $D_m$  от параметров системы. На рис.6 приведены графики зависимостей коэффициентов  $D_1$  (сплошные кривые) и  $D_2$  (пунктирные кривые) от

$$s = d/a \text{ и от } \ell/a \text{ при различных } q \text{ для } \epsilon'_x = 5,4.$$

Заметим, что при определенных геометрических параметрах



системы наблюдается интенсивное преобразование энергии волны  $H_{10}$  в волну  $H_{20}$ , которое тем сильнее, чем выше диэлектрическая проницаемость и меньше длина волны  $\lambda$ . На графиках не отражена зависимость для коэффициента  $D_3$ , который при указанных параметрах системы близок к нулю.

Примененная методика решения задачи может быть использована для решения других волноводных задач.

Поступила 4.УІ.1981

Кафедра радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Никольский. Изв.вузов, Радиофизика, 20, № I, 5 (1977)
2. Г.Ш.Кеванишвили. Труды Тбилисского университета, Физика 188, 45 (1977).
3. Ф.Г.Богданов, Г.Ш.Кеванишвили, Изв.вузов, Радиофизика, 23, № 2, 213 (1980).
4. М.Н.Бергер, Б.Ю.Капилевич. Прямоугольные волноводы с диэлектриками, "Сов.радио", М., 1973.

ფ.ბოგდანოვი

$H_{10}$  ტალღის ენერჯიის ნახევრადუსასრულთ ენერჯიისკენ გარდაქმნის რეზონანსი

პროექტის მიხედვით სარეზონანსო განხილვებში ტალღაგამართის კვლევის მიზანს ნებისმიერად განლაგებულ ნახევრადუსასრულთ ენერჯიისკენ გარდაქმნის რეზონანსი  $H_{10}$  ტალღის ენერჯიის ამოცანის მკაცრი ამოხსნა. მოცემულია რა განხილვებში სისრულის ძირითადი ენერჯიისკენ მახასიათებლები.

F. Bogdanov

DIFFRACTION OF  $H_{10}$  WAVE BY A SEMI-INFINITE DIELECTRIC BAR

Summary

Based on the projection method, a strict solution is considered for the problem of diffraction of  $H_{10}$  wave by a semi-infinite dielectric bar placed arbitrarily against the waveguide walls. Some diffraction characteristics of the system are adduced and analysed.

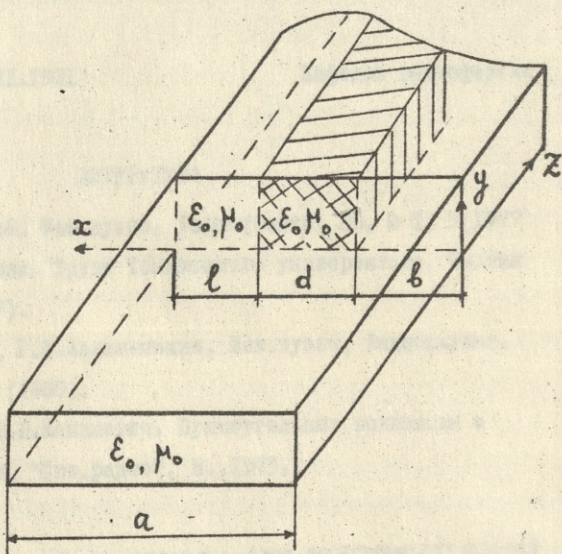


Рис. I

Сочленение волноводов

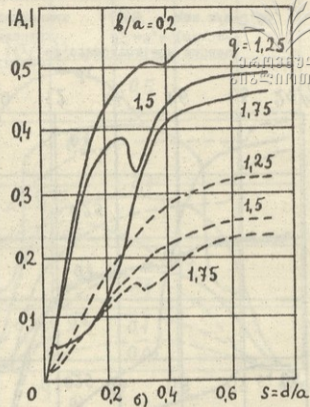
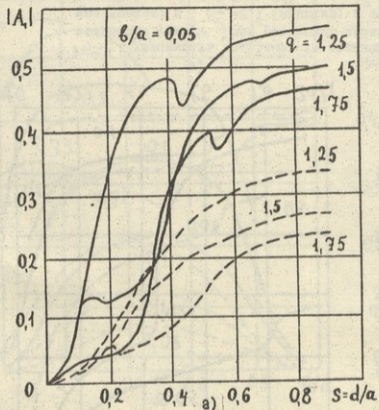


Рис. 2 Зависимость коэффициента отражения  $|A_1|$  от коэффициента заполнения  $s$  при различной относительной ширине волновода  $q = 2a/\lambda$  и различных проницаемостях  $\epsilon'_x = 5,4$  (сплошные кривые) и  $\epsilon'_x = 2,1$  (пунктир) для  $b/a = 0,05$  (рис. 2а) и  $b/a = 0,2$  (рис. 2б).

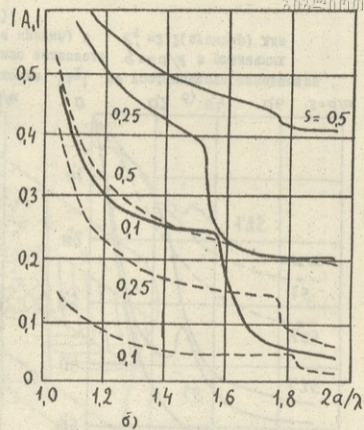
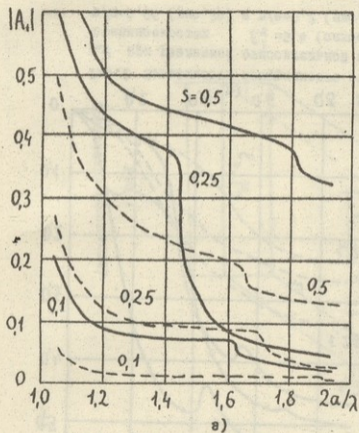


Рис. 3 Зависимость коэффициента отражения  $|A_r|$  от относительной ширины волновода  $q=2a/\lambda$  при различных проницаемостях  $\epsilon'_x=5,4$  (сплошные кривые) и  $\epsilon'_x=2,1$  (пунктир) и при различных  $s=d/a$  для  $v/\delta=0,05$  (рис. 3а) и  $v/\delta=0,2$  (рис. 3б).

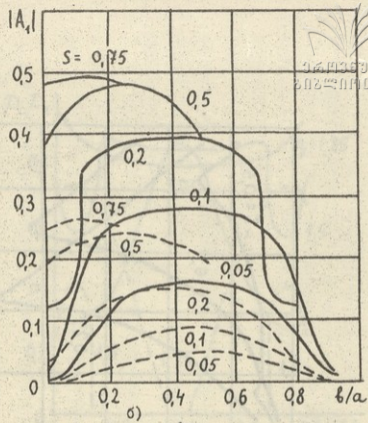
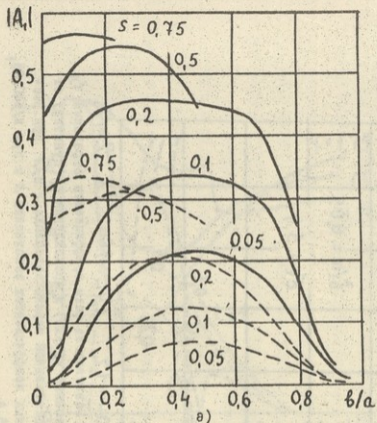


Рис.4 Зависимость коэффициента отражения  $|A_1|$  от  $b/a$  при различных  $s=d/a$  и различных проницаемостях  $\epsilon'_x = 5,4$  (сплошные кривые) и  $\epsilon'_x = 2,1$  (пунктир) для  $q = 1,25$  (рис.4а) и  $q = 1,5$  (рис.4б).



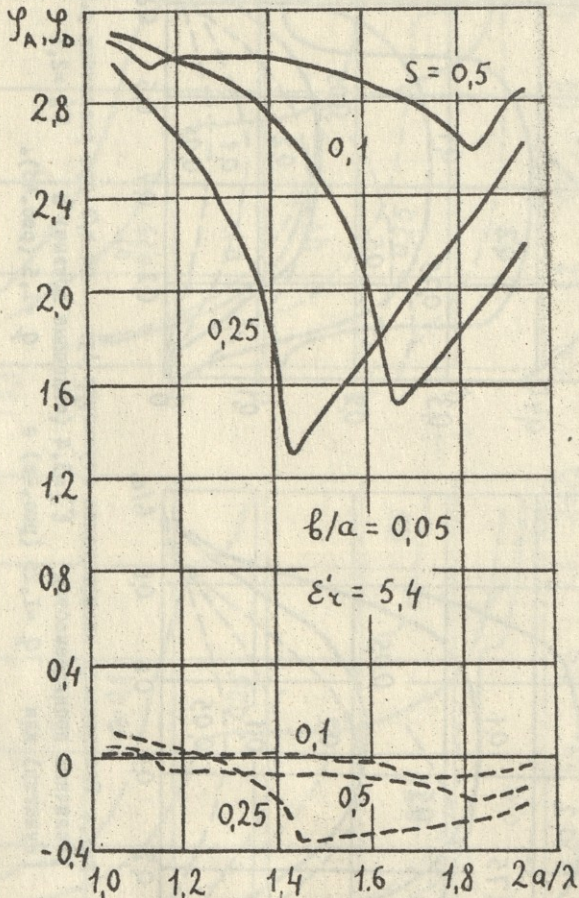


Рис. 5 Зависимость фазы коэффициента отражения  $\varphi_A$  (сплошные кривые) и прохождения  $\varphi_D$  (пунктир) от относительной ширины волновода  $2a/\lambda$  при различных коэффициентах заполнения  $S$  и при  $b/a=0,05$ ,  $\epsilon'_x=5,4$ .

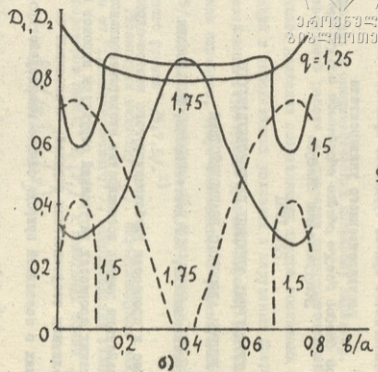
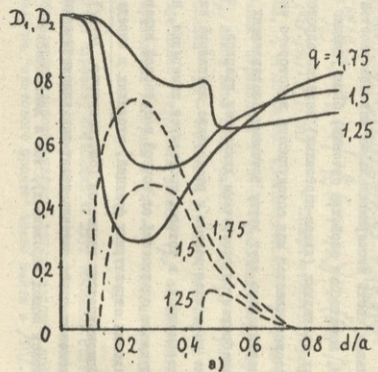
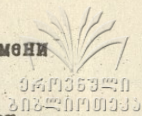


Рис.6 Зависимость коэффициента прохождения  $D_1$  (сплошные кривые) и трансформации  $D_2$  (пунктир) от  $s=d/a$  (рис.6а) и  $b/a$  (рис.6б) при различных  $q$  для  $\epsilon'_r = 5,4$ .



226, 1981

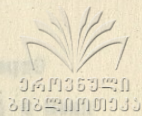
О СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЯХ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО  
ЛЕПТОН-АДРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В.Р.Гарсеванишвили, Э.Р.Ментешавили, Ш.М.Эсакия

1. Интерес к процессам глубоконеупругого лептон-адронного взаимодействия вызван возможностью экспериментального изучения в таких процессах внутренней структуры адронов и проверки различных теоретических моделей, основанных на представлениях о составной природе сильно-взаимодействующих частиц.

Значительная часть экспериментальных закономерностей (в частности, масштабные свойства сечений) была успешно объяснена в рамках составных (кварк-партонных) моделей адронов, где адрон рассматривается как совокупность некоторого числа движущихся параллельно друг другу точечных составляющих  $/I/$ . При этом пренебрегается поперечным движением кварков.

Уточнение имеющихся данных и расширение диапазона кинематических переменных, в которых проводятся измерения, привели к обнаружению отклонений от точной масштабной инвариантности в поведении структурных функций, входящих в определения сечений глубоконеупругих процессов (см., например,  $/2-4/$ ). Попытки объяснения этого явления носят как кинематический (например, поиски новых переменных), так и динамический



(учет высших хромодинамических поправок) характер.

В настоящей работе мы проведем последовательный учет поперечного движения составляющих внутри составных систем, приводящий в определенных условиях к нарушению Эберкеновского скейлинга структурных функций. Адроны, как связанные состояния партонов, будут описываться в рамках многочастичного /5/ квазипотенциального /6/ формализма в переменных "светового фронта" /5,7,8/.<sup>х)</sup>

2. Рассмотрим величину  $R_{\mu\nu}$ , определяющуюся вакуумным средним от "хронологического"  $T_+$ -произведения гейзенберговских операторов полей  $\varphi_i(x_i)$  и локальных токов  $J_\mu$  и  $J_\nu$ :

$$R_{\mu\nu}([x_i]; [y_i]; z) =$$

$$= \langle 0 | T_+ \{ \varphi_1(x_1) \dots \varphi_N(x_N) J_\mu(z) J_\nu(0) \varphi_1^+(y_1) \dots \varphi_N^+(y_N) \} | 0 \rangle = \quad (2.1)$$

$$= (2\pi)^{-8N} \int \prod_{i=1}^N d^4 p_i d^4 q_i \exp \left[ -i \sum_{i=1}^N (p_i x_i - q_i y_i) \right] R_{\mu\nu}([p_i]; [q_i]; z).$$

Здесь  $[x_i], [y_i], [p_i], [q_i]$  - наборы соответствующих 4-векторов,  $T_+$  - оператор "хронологического" упорядочения по "временным" переменным  $x^+ = x^0 + x^3$  (см., например, /8/). Величина  $R_{\mu\nu}$  может быть представлена в виде  $R_{\mu\nu} = G \Gamma_{\mu\nu} G$ , где  $G$  - полная  $N$ -частичная функция Грина полей  $\varphi_i(x_i)$ , а "двухфотонная" вершинная функция  $\Gamma_{\mu\nu}$  определяется суммой неприводимых диаграмм с  $(2N+2)$  концами (рис.1).

х) Случай адронов, состоящих из двух точечных составляющих, в аналогичном нашему подходе рассматривался в работе /9/. Обсуждение глубоконеупругих лептон-ядерных процессов в формализме "светового фронта" можно найти в /10/.



Определим квазипотенциальную величину  $\tilde{R}_{\mu\nu}$  приравниванием в (2.1) всех  $x_i^+ = x^+$  и  $y_i^+ = y^+$  :

$$\begin{aligned} & \tilde{R}_{\mu\nu} (x^+, [x_i^-, \vec{x}_i^+]; y^+, [y_i^-, \vec{y}_i^+]; z) = \\ & = \langle 0 | T_+ \left\{ \varphi_1 (x^+, x_1^-, \vec{x}_1^+) \dots \varphi_N (x^+, x_N^-, \vec{x}_N^+) J_\mu(z) J_\nu(0) \right. \\ & \quad \left. \times \varphi_1^+ (y^+, y_1^-, \vec{y}_1^-) \dots \varphi_N^+ (y^+, y_N^-, \vec{y}_N^-) \right\} | 0 \rangle = \\ & = (2\pi)^{-8N} \int \prod_{i=1}^N \left( \frac{1}{2} d\rho_i^+ d\vec{p}_i^+ \right) \left( \frac{1}{2} dq_i^- d\vec{q}_i^- \right) dP^- dQ^- \tilde{R}_{\mu\nu} ([\rho_i^+, \vec{p}_i^+]; [q_i^-, \vec{q}_i^-]; z) \times \\ & \times \exp \left\{ -\frac{i}{2} (x^+ P^- - y^+ Q^-) - i \sum_{i=1}^N \left[ \left( \frac{1}{2} \rho_i^+ x_i^- - \vec{p}_i^+ \vec{x}_i^- \right) - \left( \frac{1}{2} q_i^- y_i^- - \vec{q}_i^- \vec{y}_i^- \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Фурье-образы величин  $R_{\mu\nu}$  и  $\tilde{R}_{\mu\nu}$  связаны следующим образом:

$$\begin{aligned} & \tilde{R}_{\mu\nu} ([\rho_i^+, \vec{p}_i^+]; [q_i^-, \vec{q}_i^-]; z) = \\ & = \int \prod_{i=1}^N d\rho_i^- dq_i^- \delta \left( P^- - \sum_{i=1}^N \rho_i^- \right) \delta \left( Q^- - \sum_{i=1}^N q_i^- \right) R_{\mu\nu} ([\rho_i]; [q_i]; z). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Представим  $T_+$ -произведение в матричном элементе (2.2) с помощью  $\theta$ -функций и, используя полноту набора физических состояний, выделим вклад, который будут давать в  $\tilde{R}_{\mu\nu}$   $N$ -частичные связанные состояния. Используя интегральное представление  $\theta$ -функций, получим, что величина  $\tilde{R}_{\mu\nu}$  имеет двойные полюсные особенности вблизи точек, соответствующих связанным состояниям  $|P, \alpha\rangle$  и  $|Q, \beta\rangle$  с массами  $M_\alpha$  и  $M_\beta$  и набором других квантовых чисел  $\alpha$  и  $\beta$  :

$$\tilde{R}_{\mu\nu}([P_i^+, \vec{P}_i^+]; [q_i^+, \vec{q}_i^+]; z) \approx$$

$$\approx \left[ \frac{i}{(2\pi)^4} \right]^2 \frac{\Psi_P([P_i^+, \vec{P}_i^+]) \langle P, \alpha | T_+ \{ J_N(z) J_\nu(0) \} | Q, \beta \rangle \Psi_Q^*([q_i^+, \vec{q}_i^+])}{(P^2 - M_\alpha^2)(Q^2 - M_\beta^2)} \quad (2.4)$$

Величина  $\Psi_P([P_i^+, \vec{P}_i^+])$  является квазипотенциальной волновой функцией  $N$ -частичной системы и определена следующим образом:

$$\begin{aligned} & 2(2\pi)^{-N} \delta(P^+ - \sum_{i=1}^N P_i^+) \delta^{(2)}(\vec{P} - \sum_{i=1}^N \vec{P}_i^+) \Psi_P([P_i^+, \vec{P}_i^+]) = \\ & = \int \prod_{i=1}^N dx_i^- d\vec{x}_i^\perp \exp \left[ i \sum_{i=1}^N \left( \frac{1}{2} P_i^+ x_i^- - \vec{P}_i^+ \vec{x}_i^\perp \right) \right] \times \\ & \times \langle 0 | \varphi_1(0, x_1^-, \vec{x}_1^\perp) \dots \varphi_N(0, x_N^-, \vec{x}_N^\perp) | P, \alpha \rangle. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Определим квазипотенциальную вершинную функцию  $\tilde{R}_{\mu\nu}$  следующим образом:

$$\tilde{R}_{\mu\nu}([P_i^+, \vec{P}_i^+]; [q_i^+, \vec{q}_i^+]; z) =$$

$$= \int \prod_{i=1}^N dP_i^{+\prime} d\vec{P}_i^{\perp\prime} \delta(P^+ - \sum_{i=1}^N P_i^{+\prime}) \delta^{(2)}(\vec{P}^+ - \sum_{i=1}^N \vec{P}_i^{\perp\prime}) \times \quad (2.6)$$

$$\times \int \prod_{i=1}^N dq_i^{+\prime} d\vec{q}_i^{\perp\prime} \delta(Q^+ - \sum_{i=1}^N q_i^{+\prime}) \delta^{(2)}(\vec{Q}^+ - \sum_{i=1}^N \vec{q}_i^{\perp\prime}) \times$$

$$\times \tilde{G}(P, [P_i^+, \vec{P}_i^+]; [P_i^{+\prime}, \vec{P}_i^{\perp\prime}]) \tilde{R}_{\mu\nu}([P_i^+, \vec{P}_i^+]; [q_i^+, \vec{q}_i^+]; z) \tilde{G}(Q, [q_i^{+\prime}, \vec{q}_i^{\perp\prime}]; [q_i^+, \vec{q}_i^+])$$

$G$  - является квазипотенциальной функцией Грина  $N$ -частичной системы и имеет полюсную особенность вблизи связанного состояния  $|P, \alpha\rangle$  с массой  $M_\alpha$  :

$$\begin{aligned} \tilde{G} (P, [P_i^+, \vec{P}_i^+]; [P_i^+, \vec{P}_i^+]) &\approx \\ &\approx \frac{i}{(2\pi)^4} \frac{\Psi_P([P_i^+, \vec{P}_i^+]) \Psi_P^+([P_i^+, \vec{P}_i^+])}{(P^2 - M_\alpha^2)}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Учитывая полюсные особенности квазипотенциальных функций Грина при  $P^2 \rightarrow M_\alpha^2$  и  $Q^2 \rightarrow M_\beta^2$  в формуле (2.6), можно представить величину  $\tilde{R}_{\mu\nu}$  в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{R}_{\mu\nu} ([P_i^+, \vec{P}_i^+]; [q_i^+, \vec{q}_i^+]; z) &\approx \\ &\approx \left[ \frac{i}{(2\pi)^4} \right]^2 \frac{\Psi_P([P_i^+, \vec{P}_i^+]) \Psi_Q^+([q_i^+, \vec{q}_i^+])}{(P^2 - M_\alpha^2)(Q^2 - M_\beta^2)} \times \\ &\times \int \prod_{i=1}^N dP_i^+ d\vec{P}_i^+ \delta \left( P^+ - \sum_{i=1}^N P_i^+ \right) \delta^{(2)} \left( \vec{P}^+ - \sum_{i=1}^N \vec{P}_i^+ \right) \times \\ &\times \int \prod_{i=1}^N dq_i^+ d\vec{q}_i^+ \delta \left( Q^+ - \sum_{i=1}^N q_i^+ \right) \delta^{(2)} \left( \vec{Q}^+ - \sum_{i=1}^N \vec{q}_i^+ \right) \times \\ &\times \Psi_P^+([P_i^+, \vec{P}_i^+]) \tilde{r}_{\mu\nu} ([P_i^+, \vec{P}_i^+]; [q_i^+, \vec{q}_i^+]; z) \Psi_Q([q_i^+, \vec{q}_i^+]). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Сравнивая это выражение с (2.4), для матричного элемента от  $T_4$  - произведения токов получим:

$$\begin{aligned}
 & \langle P, \alpha | T_+ \{ J_\mu(z) J_\nu(0) \} | Q, \beta \rangle = \\
 & = \int \prod_{i=1}^N d\rho_i^+ d\vec{p}_i^+ \delta\left(P^+ - \sum_{i=1}^N \rho_i^+\right) \delta^{(2)}\left(\vec{P}^+ - \sum_{i=1}^N \vec{p}_i^+\right) \times \\
 & \times \int \prod_{i=1}^N dq_i^+ d\vec{q}_i^+ \delta\left(Q^+ - \sum_{i=1}^N q_i^+\right) \delta^{(2)}\left(\vec{Q}^+ - \sum_{i=1}^N \vec{q}_i^+\right) \times \\
 & \times \Psi_P^+\left([\rho_i^+, \vec{p}_i^+]\right) \tilde{\Gamma}_{\mu\nu}\left([\rho_i^+, \vec{p}_i^+]; [q_i^+, \vec{q}_i^+]; z\right) \Psi_Q\left([q_i^+, \vec{q}_i^+]\right).
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Фурье-образ матричного элемента (2.9) определяет амплитуду виртуального комптоновского рассеяния:

$$\begin{aligned}
 T_{\mu\nu}(P, Q) &= i \int d^4z e^{iqz} \langle P, \alpha | T_+ \{ J_\mu(z) J_\nu(0) \} | Q, \beta \rangle = \\
 & = i \int \prod_{i=1}^N d\rho_i^+ d\vec{p}_i^+ \delta\left(P^+ - \sum_{i=1}^N \rho_i^+\right) \delta^{(2)}\left(\vec{P}^+ - \sum_{i=1}^N \vec{p}_i^+\right) \times \\
 & \times \int \prod_{i=1}^N dq_i^+ d\vec{q}_i^+ \delta\left(Q^+ - \sum_{i=1}^N q_i^+\right) \delta^{(2)}\left(\vec{Q}^+ - \sum_{i=1}^N \vec{q}_i^+\right) \times \\
 & \times \Psi_P^+\left([\rho_i^+, \vec{p}_i^+]\right) \tilde{\Gamma}_{\mu\nu}\left([\rho_i^+, \vec{p}_i^+]; [q_i^+, \vec{q}_i^+]; z\right) \Psi_Q\left([q_i^+, \vec{q}_i^+]\right).
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

Тензор  $W_{\mu\nu}$ , определяющий адронную часть глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния связан с мнимой частью амплитуды виртуального комптоновского рассеяния вперед:



$$W_{\mu\nu}(P, q) = \sum_{\alpha} \int d^4z e^{iqz} \langle P, \alpha | J_{\mu}(z) J_{\nu}(0) | P, \alpha \rangle =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \mathcal{I}_m T_{\mu\nu}(P, q). \quad (2.11)$$

Учитывая сохранение электромагнитного тока, тензор  $W_{\mu\nu}$  можно записать через две инвариантные структурные функции  $W_1$  и  $W_2$  стандартным образом:

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{q^2} \right) W_1(q^2, \nu) +$$

$$+ \frac{1}{M^2} \left( P_{\mu} - \frac{Pq}{q^2} q_{\mu} \right) \left( P_{\nu} - \frac{Pq}{q^2} q_{\nu} \right) W_2(q^2, \nu), \quad (2.12)$$

где  $M\nu = Pq$ , а  $M$  — масса адрона.

Таким образом, с помощью формул (2.10)–(2.12) можно выразить структурные функции глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния через многочастичные квазипотенциальные волновые функции, описывающие внутреннее движение составляющих адрон партонов и "двухфотонную" вершинную функцию

$\tilde{\Gamma}_{\mu\nu}([P_i^+, \vec{P}_i^+]; [q_i^+, \vec{q}_i^+]; q)$ , которая является фурье-образом вершинной функции, определенной соотношением (2.6):

$$\tilde{\Gamma}_{\mu\nu}([P_i^+, \vec{P}_i^+]; [q_i^+, \vec{q}_i^+]; q) = \int d^4z \exp(iqz) \chi$$

$$\begin{aligned}
 & \times \int \prod_{i=1}^N dp_i^{+\prime} d\vec{p}_i^{\perp\prime} \delta\left(P^+ - \sum_{i=1}^N p_i^{+\prime}\right) \delta^{(2)}\left(\vec{P}^{\perp} - \sum_{i=1}^N \vec{p}_i^{\perp\prime}\right) \times \\
 & \times \int \prod_{i=1}^N dq_i^{+\prime} d\vec{q}_i^{\perp\prime} \delta\left(Q^+ - \sum_{i=1}^N q_i^{+\prime}\right) \delta^{(2)}\left(\vec{Q}^{\perp} - \sum_{i=1}^N \vec{q}_i^{\perp\prime}\right) \times \quad (2.13)
 \end{aligned}$$

$$\tilde{G}^{-1}\left(P, [P_i^+, \vec{P}_i^{\perp}]; [P_i^{+\prime}, \vec{P}_i^{\perp\prime}]\right) \widetilde{G}_{\mu\nu} G\left([P_i^+, \vec{P}_i^{\perp}]; [q_i^{+\prime}, \vec{q}_i^{\perp\prime}]; z\right) \tilde{G}^{-1}\left(Q, [q_i^{+\prime}, \vec{q}_i^{\perp\prime}]; [q_i^+, \vec{q}_i^{\perp}]\right)$$

Здесь волнистая линия над  $G_{\mu\nu} G$  означает интегрирование по "—" компонентам 4-векторов  $P_i^+$  и  $q_i^+$ .

3. "Двухфотонная" вершинная функция  $\widetilde{G}_{\mu\nu}$  может быть построена с помощью теории возмущений. В низшем порядке по константе взаимодействия

$$\widetilde{G}_{\mu\nu}^0 = \widetilde{G}_0^{-1} \times G_0 \Gamma_{\mu\nu}^0 G_0 \times \widetilde{G}_0^{-1}, \quad (3.1)$$

где умножение понимается в операторном смысле, как интегрирование по всем "+"- и "⊥" компонентам 4-векторов  $P_i^+$  и  $q_i^+$ .  $\widetilde{G}_0$  является квазипотенциальной функцией Грина  $\mathcal{N}$  свободных частиц /5/:

$$\begin{aligned}
 & \widetilde{G}_0\left(P, [P_i^+, \vec{P}_i^{\perp}]; [P_i^{+\prime}, \vec{P}_i^{\perp\prime}]\right) = \\
 & \frac{(2\pi i)^{N-1} (2i)^N \prod_{i=1}^N \left\{ \delta\left(P_i^+ - P_i^{+\prime}\right) \delta^{(2)}\left(\vec{P}_i^{\perp} - \vec{P}_i^{\perp\prime}\right) \right\}}{\left( \prod_{i=1}^N P_i^+ \right) \left[ P^+ - \sum_{i=1}^N \frac{\vec{P}_i^{\perp 2} + m_i^2}{P_i^+} \right]} \quad (3.2)
 \end{aligned}$$

Здесь  $m_i$  - масса  $i$ -той составляющей.

В низшем порядке по константе связи вклад в  $\tilde{\Gamma}_{\mu\nu}^0$  будут давать диаграммы двух типов, приведенных на рис.2. Считая, что составляющие адрон партоны находятся вблизи своей массовой поверхности, получим, что диаграммы типа б) дают нулевой вклад, а вклад в  $\tilde{\Gamma}_{\mu\nu}^0$  от  $i$ -той диаграммы типа а) равен:

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma}_{\mu\nu,i}^0 \left( [P_i^+, \vec{P}_i^\perp], [q_i^+, \vec{q}_i^\perp]; q \right) = \\ = \frac{z_i^2}{2i (4\pi)^{N-1}} \frac{(2\vec{P}_i + q)_\mu (2\vec{P}_i + q)_\nu}{P_i^+ [(\vec{P}_i + q)^2 - m_i^2 + i\epsilon]} \times \\ \times \left( \prod_{i=1}^N P_i^+ \right) \prod_{i=1}^N \left\{ \delta(P_i^+ - q_i^+) \delta^{(2)}(\vec{P}_i^\perp - \vec{q}_i^\perp) \right\}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где  $Z_i$  - заряд  $i$ -того партона, а  $\vec{P}_i$  - обозначает импульс составляющего партона на массовой поверхности:

$$\vec{P}_i = \left( \frac{\vec{P}_i^{\perp 2} + m_i^2}{P_i^+}, P_i^+, \vec{P}_i^\perp \right).$$

Суммируя вклады от всех диаграмм типа а), подставляя в выражение (2.10) для амплитуды виртуального комптоновского рассеяния и выделяя мнимую часть полученного выражения, для тензора  $W_{\mu\nu}$  получим:

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \frac{1}{8 (4\pi)^{N-1}} \int \prod_{i=1}^N dP_i^+ d\vec{P}_i^\perp \delta\left(P^+ - \sum_{i=1}^N P_i^+\right) \delta^{(2)}\left(\vec{P}^\perp - \sum_{i=1}^N \vec{P}_i^\perp\right) \times$$

$$x \left( \prod_{i=1}^N \rho_i^+ \right) \left| \Psi_P \left( [\rho_i^+, \vec{p}_i^\perp] \right) \right|^2 \sum_{i=1}^N x \times \left\{ \frac{z_i^2}{\rho_i^+} (2\vec{p}_i + q)_\mu (2\vec{p}_i + q)_\nu \delta \left[ (\vec{p}_i + q)^2 - m_i^2 \right] \right\}. \quad (3.4)$$

Введем новые волновые функции

$$\Phi_P \left( [x_i, \vec{p}_i^\perp] \right) = (P^+)^{N-1} \left( \prod_{i=1}^N x_i \right) \Psi_P \left( [\rho_i^+, \vec{p}_i^\perp] \right). \quad (3.5)$$

Переменные в волновой функции  $\Phi_P$  являются отношениями "x" - компонент 4-векторов импульсов  $i$ -того партона и адрона и обладают следующими свойствами:

$$x_i = \frac{\rho_i^+}{P^+} = \frac{\rho_i^0 + \rho_i^3}{\rho^0 + \rho^3}; \quad 0 < x_i < 1; \quad \sum_{i=1}^N x_i = 1. \quad (3.6)$$

Выражение (3.4) может быть переписано в виде:

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \frac{1}{8(4\pi)^{N-1}} \int \prod_{i=1}^N \frac{dx_i}{x_i} \delta \left( 1 - \sum_{i=1}^N x_i \right) \left| \prod_{i=1}^N d\vec{p}_i^\perp \delta \left( \vec{P}^\perp - \sum_{i=1}^N \vec{p}_i^\perp \right) x \right. \\ \left. \times \left| \Phi_P \left( [x_i, \vec{p}_i^\perp] \right) \right|^2 \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{z_i^2}{x_i} (2\vec{p}_i + q)_\mu (2\vec{p}_i + q)_\nu \delta \left[ (\vec{p}_i + q)^2 - m_i^2 \right] \right\} \right|. \quad (3.7)$$

Выражения для структурных функций  $W_1$  и  $W_2$  могут быть получены действием на тензор  $W_{\mu\nu}$  "проекторными" операторами  $L_i^{\mu\nu}$ , обладающими свойствами  $L_i^{\mu\nu} W_{\mu\nu} = W_i$ . В роли таких "проекторных" операторов можно использовать тензоры

$$W_1^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left[ -g^{\mu\nu} + \frac{P^\mu P^\nu}{M^2(1-v^2/q^2)} \right], \quad (3.8a)$$

$$W_2^{\mu\nu} = \frac{1}{2(1-v^2/q^2)} \left[ -g^{\mu\nu} + \frac{3P^\mu P^\nu}{M^2(1-v^2/q^2)} \right]. \quad (3.8b)$$

Свертывая тензоры  $W_i^{\mu\nu}$  с выражением (3.7) для  $W_{\mu\nu}$ , получим следующие выражения для структурных функций  $W_1$  и  $W_2$  :

$$W_1(q^2, \nu) = \frac{1}{8(4\pi)^{N-1}} \int \prod_{i=1}^N \frac{d\mathbf{x}_i}{x_i} \delta\left(1 - \sum_{i=1}^N x_i\right) \int \prod_{i=1}^N d\vec{p}_i^\perp \delta^{(2)}\left(\vec{P}^\perp - \sum_{i=1}^N \vec{p}_i^\perp\right) \times \left| \Phi_P(\{x_i, \vec{p}_i^\perp\}) \right|^2 \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{x_i^2}{x_i} \left[ \frac{(M\nu + 2\vec{p}_i^\perp P)^2}{M^2(1-v^2/q^2)} - (4m_i^2 - q^2) \right] \delta(q^2 + 2\vec{p}_i^\perp q) \right\}, \quad (3.9a)$$

$$W_2(q^2, \nu) = \frac{1}{8(4\pi)^{N-1}} \frac{1}{(1-v^2/q^2)} \int \prod_{i=1}^N \frac{d\mathbf{x}_i}{x_i} \delta\left(1 - \sum_{i=1}^N x_i\right) \int \prod_{i=1}^N d\vec{p}_i^\perp \delta^{(2)}\left(\vec{P}^\perp - \sum_{i=1}^N \vec{p}_i^\perp\right) \times \left| \Phi_P(\{x_i, \vec{p}_i^\perp\}) \right|^2 \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{x_i^2}{x_i} \left[ \frac{3(M\nu + 2\vec{p}_i^\perp P)^2}{M^2(1-v^2/q^2)} - (4m_i^2 - q^2) \right] \delta(q^2 + 2\vec{p}_i^\perp q) \right\}. \quad (3.9b)$$

Дальнейшее рассмотрение будем вести в системе отсчета, в которой виртуальный фотон и адрон движутся вдоль оси  $Z$  :

$$P = (P^-, P^+, \vec{0}^\perp) \quad , \quad q = (q^-, q^+, \vec{0}^\perp) \quad .$$

В этой системе

$$2\bar{p}_i P = x_i M^2 + \frac{\vec{p}_i^{\perp 2} + m_i^2}{x_i},$$

а  $\delta$ -функцию в (3.9а) и (3.9б) можно переписать в виде

$$\delta(q^2 + 2\bar{p}_i q) = \frac{1}{\xi} \delta \left[ \frac{\vec{p}_i^{\perp 2} + m_i^2}{x_i} + \frac{Q^2(\xi - x_i)}{\xi^2} \right]. \quad (3.10)$$

Здесь мы ввели обозначения  $Q^2 = -q^2$  и

$$\xi = -\frac{q^+}{P^+} = \frac{Q^2}{M(\nu + \sqrt{\nu^2 + Q^2})}. \quad (3.11)$$

Масштабные свойства структурных функций по переменной  $\xi$  широко обсуждаются в литературе (см., например; /II-13/). Эта переменная является обобщением Бъркензовской переменной  $x^B$  с учетом массы адрона и связана с ней следующим образом:

$$\xi = \frac{2x^B}{1 + \sqrt{1 + 4M^2 x^B / Q^2}}$$

Выражая кинематическую переменную  $\nu$  через переменные  $Q^2$  и  $\xi$ , получим следующие выражения для структурных функций:

$$W_1(Q^2, \xi) =$$

$$= \frac{1}{2(4\pi)^{N-1} \xi} \int \prod_{i=1}^N \frac{dx_i}{x_i} \delta \left( 1 - \sum_{i=1}^N x_i \right) \int \prod_{i=1}^N d\vec{p}_i^{\perp} \delta^{(2)} \left( \vec{P}^{\perp} - \sum_{i=1}^N \vec{p}_i^{\perp} \right) \times \quad (3.12a)$$

$$\times \left| \Phi_P([x_i, \vec{p}_i^{\perp}]) \right|^2 \sum_{i=1}^N \left\{ z_i^2 \left[ \frac{Q^2 x_i (x_i - \xi)}{\xi^2} - m_i^2 \right] \delta \left[ \vec{p}_i^{\perp 2} + m_i^2 - \frac{Q^2 x_i (x_i - \xi)}{\xi^2} \right] \right\},$$

$$\nu W_2(Q^2, \xi) = \frac{MQ^2}{2(4\pi)^{N-1} \xi} \frac{(Q^2/\xi^2 - M^2)}{(Q^2/\xi^2 + M^2)^2} \times$$

$$\times \int \prod_{i=1}^N \frac{dx_i}{x_i} \delta\left(1 - \sum_{i=1}^N x_i\right) \int \prod_{i=1}^N d\vec{p}_i^{\perp} \delta^{(2)}\left(\vec{P}^{\perp} - \sum_{i=1}^N \vec{p}_i^{\perp}\right) \left| \Phi_P([x_i, \vec{p}_i^{\perp}]) \right|^2 \times \quad (3.126)$$

$$\times \sum_{i=1}^N \left\{ z_i^2 \left[ \frac{6Q^2 x_i (x_i - \xi)}{\xi^2} + Q^2 - 2m_i^2 \right] \delta \left[ \vec{p}_i^{\perp 2} + m_i^2 - \frac{Q^2 x_i (x_i - \xi)}{\xi^2} \right] \right\}.$$

В случае, когда можно пренебречь массами и поперечными импульсами партонов ( $m_i^2 \ll Q^2$ ,  $\vec{p}_i^{\perp 2} \ll Q^2$ ),  $\delta$ -функция в (3.10) принимает вид:  $\delta(2\vec{p}_i^{\perp 2} - Q^2) \approx \frac{\xi}{Q^2} \delta(x_i - \xi)$ . Тогда структурная функция  $W_1$  станет равна нулю, а для структурной функции  $\nu W_2$  получим:

$$\nu W_2(Q^2, \xi) = \frac{MQ^2}{2(4\pi)^{N-1} \xi} \frac{(Q^2/\xi^2 - M^2)}{(Q^2/\xi^2 + M^2)^2} \times$$

(3.13)

$$\times \int \prod_{i=1}^N \frac{dx_i}{x_i} \delta\left(1 - \sum_{i=1}^N x_i\right) \int \prod_{i=1}^N d\vec{p}_i^{\perp} \delta^{(2)}\left(\sum_{i=1}^N \vec{p}_i^{\perp}\right) \left| \Phi_P([x_i, \vec{p}_i^{\perp}]) \right|^2 \sum_{i=1}^N z_i^2 \delta(x_i - \xi)$$

Лишь в асимптотическом пределе ( $\nu, Q^2 \gg M^2$ ,  $x^B = Q^2/2M\nu$  - фиксировано) переменная  $\xi^*$  совпадает с  $x^B$  и в этом слу-

чае структурная функция  $\psi W_2$  имеет скейлинговое поведение по переменной  $x^B$ , т.е. выполняется бьеркеновский скейлинг:

$$\psi W_2(x^B) = \frac{M x^B}{2(4\pi)^{N-1}} \int_0^1 \prod_{i=1}^N \frac{dx_i}{x_i} \delta\left(1 - \sum_{i=1}^N x_i\right) x \quad (3.14)$$

$$x \int_{i=1}^N d\vec{p}_i^{\perp} \delta^{(2)}\left(\sum_{i=1}^N \vec{p}_i^{\perp}\right) \left| \Phi_P\left(\left[x_i, \vec{p}_i^{\perp}\right]\right) \right|^2 \sum_{i=1}^N z_i^2 \delta(x_i - x^B)$$

4. Рассмотрим частный случай, когда адрон состоит из двух составляющих. Этот случай соответствует мезону, состоящему из кварка и антикварка. Примесь глюонов и кварк-антикварковых пар из "моря" мы будем пренебрегать.

Выражения для структурных функций в случае  $N=2$  имеют вид:

$$W_1(Q^2, \xi) = \frac{z_1^2 + z_2^2}{8\pi\xi} \int_a^1 \frac{dx}{x(1-x)} \int d\vec{p}^{\perp} \left| \Phi_P(x, \vec{p}^{\perp}) \right|^2 x \quad (4.1a)$$

$$x \left[ \frac{Q^2 x(x-\xi)}{\xi^2} - m^2 \right] \delta \left[ \vec{p}^{\perp 2} + m^2 - \frac{Q^2 x(x-\xi)}{\xi^2} \right],$$

$$\psi W_2(Q^2, \xi) = \frac{z_1^2 + z_2^2}{8\pi\xi} M Q^2 \frac{(Q^2/\xi^2 - M^2)}{(Q^2/\xi^2 + M^2)^2} \int_a^1 \frac{dx}{x(1-x)} \int d\vec{p}^{\perp} x \quad (4.1b)$$

$$x \left| \Phi_P(x, \vec{p}^{\perp}) \right|^2 \left[ \frac{6Q^2 x(x-\xi)}{\xi^2} + Q^2 - 2m^2 \right] \delta \left[ \vec{p}^{\perp 2} + m^2 - \frac{Q^2 x(x-\xi)}{\xi^2} \right].$$





Здесь мы положили, что массы составляющих равны:  $m_1 = m_2 = m$ .

В формулах (4.1а) и (4.1б) граница интегрирования по  $x$  определяется из  $\delta$ -функции и равна

$$\alpha = \frac{\xi}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4m^2}{Q^2}} \right)$$

Учитывая, что в пренебрежении массами и поперечными импульсами кварков  $\delta(2\vec{p}_i \cdot Q - Q^2) \approx \frac{\xi}{Q^2} \delta(x - \xi)$ , из (4.1а) и (4.1б) получим, что в этом случае структурная функция  $W_1$  равна нулю, а  $\nu W_2$  принимает вид:

$$\begin{aligned} \nu W_2(Q^2, \xi) &= \\ &= \frac{(\vec{z}_1^2 + \vec{z}_2^2) M Q^2}{8\pi \xi^2 (1 - \xi)} \frac{(Q^2/\xi^2 - M^2)}{(Q^2/\xi^2 + M^2)^2} \int d\vec{p}^{\perp 1} \left| \Phi_P(x, \vec{p}^{\perp 1}) \right|^2. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Если в качестве волновой функции  $\Phi_P$  выбрать функцию

$$\Phi_P(x, \vec{p}^{\perp 1}) = C \left[ \frac{\vec{p}^{\perp 1 2} + m^2}{x(1-x)} - \alpha \right]^{-n}, \quad (4.3)$$

то структурная функция  $\nu W_2$  будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \nu W_2(Q^2, \xi) &= \\ &= \frac{(\vec{z}_1^2 + \vec{z}_2^2) M Q^2}{8} \frac{(Q^2/\xi^2 - M^2)}{(Q^2/\xi^2 + M^2)^2} \frac{|C|^2 \xi^{2n-2} (1-\xi)^{2n-1}}{(2n-1) [m^2 - \alpha \xi (1-\xi)]^{2n-1}} \end{aligned} \quad (4.4)$$

В бьеркеновском пределе ( $Q^2 \gg M^2$ ,  $\xi \rightarrow x^B$ ) при  $n=1$  получаем результат, полученный в работе /9/:

$$\nu W_2(x^B) = \frac{z_1^2 + z_2^2}{8} M |c|^2 \frac{x^{B^2}(1-x^B)}{m^2 - \alpha x^B(1-x^B)}. \quad (4.5)$$

Из (4.5) следует, что структурная функция  $\nu W_2$  в бьеркеновском пределе является функцией только одной переменной  $x^B$  и при  $x^B \rightarrow 1$  ведет себя как  $1-x^B$ .

Рассмотрим еще следующую волновую функцию  $\Phi_P$ :

$$\Phi_P(x, \vec{p}^{\perp}) = c \exp\left[-\alpha \frac{\vec{p}^{\perp 2} + m^2}{x(1-x)}\right]. \quad (4.6)$$

Подставляя эту волновую функцию в выражения (4.1а) и (4.1б), пренебрегая массой кварка, для структурных функций получим:

$$W_1(Q^2, \xi) = \frac{(z_1^2 + z_2^2) Q^2 (1-\xi)}{8 \xi^3} |c|^2 x \quad (4.7a)$$

$$\times \left\{ -1 - \left(1 + 2\alpha \frac{Q^2}{\xi^2}\right) \exp\left(2\alpha \frac{Q^2}{\xi^2}\right) Ei\left(-2\alpha \frac{Q^2}{\xi^2}\right) \right\},$$

$$\nu W_2(Q^2, \xi) = \frac{8M Q^2}{\xi} \frac{(Q^2/\xi^2 - M^2)}{(Q^2/\xi^2 + M^2)^2} W_1(Q^2, \xi) + \quad (4.7b)$$

$$+ \frac{(z_1^2 + z_2^2) M Q^4}{4 \xi^2} \frac{(Q^2/\xi^2 - M^2)}{(Q^2/\xi^2 + M^2)^2} |c|^2 \left\{ -\exp\left(2\alpha \frac{Q^2}{\xi}\right) Ei\left(-2\alpha \frac{Q^2}{\xi}\right) \right\}.$$

Здесь  $Ei(x)$  - интегральная показательная функция.

Отметим, что более реалистическое рассмотрение требует учета спина и других квантовых чисел (например, цвета)



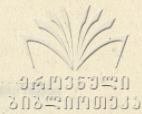
составляющих. Представляет интерес также учет высших хронометрических динамических поправок в рамках изложенного формализма.

Поступила 5.У.1981

Институт физики высоко-  
ких энергий ТГУ

### ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами. "Мир", Москва, 1975.
2. E. M. Riordan et al., preprint SLAC-PUB-1634, Stanford (1975).  
A.Bodek et al., preprint SLAC-PUB-2248, Stanford (1979).
3. H.L.Anderson et al., Phys. Rev. Lett., 37, 4 (1976) ; Phys. Rev.Lett., 38, 1450 (1977) ; Phys. Rev. Lett., 41, 615 (1978).
4. Y.Watanabe et al., Phys. Rev. Lett., 35, 898 (1975).
5. В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвеев, ТМФ, 24,3 (1975).
6. А.А.Логунов, А.Н.Тавкхелидзе. Nuovo Cimento, 29, 380 (1963).  
В.Г.Кадышевский, А.Н.Тавкхелидзе. В об. "Проблемы теоретической физики", посвященном Н.Н.Боголюбову в связи с его 60-летием. "Наука", Москва, 1969.
7. В.Р.Гарсеванишвили, А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвеев, А.Н.Тавкхелидзе, Р.Н.Фаустов, ТМФ, 23,310 (1975)
8. А.А.Хелашвили. Сообщения ОИЯИ P2-8750, Дубна (1975).
9. Н.М.Атакишев, Р.М.Мир-Касимов, Ш.М.Нагиев.Препринт ОИЯИ P2-80-635, Дубна (1980).
10. Ya.Darbaidze, Sh.M.Esakia, V.R.Garsevanishvili, Z.R.Menteshashvili Fortschritte der Physik, 28, 501 (1980).
- II. H. Georgi, H.D. Politzer, Phys. Rev., D14, 1829 (1976).  
A.DE Rujula, H.Georgi, H.D.Politzer. Ann. Phys. (N.Y.), 103,315,(1977).



12. A.V.Ефремов, A.B.Радюшкин. Доклад на Межд.симпозиуме по процессам множественного рождения и инклюзивным реакциям при высоких энергиях, Серпухов, Ноябрь, 1976. Серпухов (1977).

13. J.F.Gunion. Preprint SLAC-PUB-2492, Stanford (1980).

3. გარსევიანიშვილი, ზ. მენტეშაშვილი, შ. ესაკია

ღრმად არაპრეკუპირი ელემენტარული ურთიერთქმედების  
სტრუქტურული ფუნქციების შესახებ

რეზიუმე

განხილულია ღრმად არაპრეკუპირი ელემენტარული ურთიერთქმედების პირველადი კვანძოვანი ფორმალის მიხედვით "სინათლის ფორმის" ცვლაებში. ელემენტარული ურთიერთქმედების სტრუქტურული ფუნქციები გამოსახულია მრავალნაწილაკიანი კვანძოვანი ფორმალის ფუნქციებისა და წვერული ფუნქციის საშუალებით. ურთიერთქმედების დაბალ რეჟიმში მიღებულია წვერული ფუნქციის ცხადი სახე და განხილულია სტრუქტურული ფუნქციების ურთიერთკავშირის კონკრეტული ცვლაების ასიმეტრიული მნიშვნელობების არეში. მათი კვანძოვანი შედგენის ადრინდის შემთხვევისთვის მიღებულია სტრუქტურული ფუნქციების ანალიტიკური გამოსახულებანი ფორმალური ფუნქციების კონკრეტული პარამეტრიზაციების გამოყენებით.

V.Garsevanishvili, Z.Menteshashvili, Sh.Esakia

ON THE STRUCTURAL FUNCTIONS OF DEEP  
INELASTIC LEPTON-HADRON INTERACTION

Summary

The deep inelastic lepton-hadron interaction processes are considered in the framework of quasipotential formalism in "light front" variables. The structural functions of deep inelastic lepton-hadron interaction are



expressed in terms of many-body quasipotential wave functions and vertex function. In the lowest order of interaction an explicit expression has been obtained for the vertex function and the behaviour of structural functions. In the case of hadrons consisting of two quarks analytical expressions for the structural functions are obtained through concrete parametrizations of wave functions.

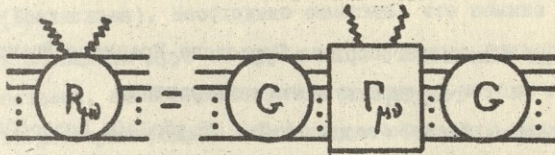


Рис.1

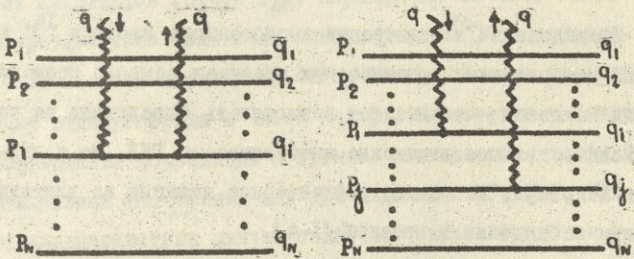


Рис.2



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени государственного университета

თბილისის ორდენის ტრუდოვს რკმის საბჭოთავო სახელმწიფო უნივერსიტეტის შრომები

226, 1981

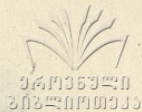
О СВЯЗИ СОЛНЕЧНОЙ И МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ С ВАРИАЦИЯМИ РАДИОУГЛЕРОДА И КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ЗА 1900 - 1980 гг.

А.А.Бурчуладзе, С.В.Пагава, Г.И.Тогонидзе, М.В.Алания<sup>х)</sup>,  
П. Повинец<sup>хх)</sup>, С.Усачев<sup>хх)</sup>

Исследования концентрации космогенного изотопа  $^{14}\text{C}$  в точно датированных органических объектах земного происхождения показали, что имеется возможность определить не только количественное изменение интенсивности ГКЛ, но и изучить некоторые гео- и астрофизические явления за длительный период наблюдения в прошлом /I-4/.

С этой целью, согласно рабочему плану договора о научно-культурном сотрудничестве между кафедрами ядерной физики университетов г.Тбилиси и г.Братиславы, проводились совместные радиоуглеродные исследования точно датированных органических образцов. В качестве объектов исследования применялись грузинские коллекционные сухие вина периода 1909-52 гг. (ТГУ) и годовые кольца деревьев периода 1932-

сотрудники х) отдела космических лучей Института геофизики АН СССР, хх) кафедры ядерной физики Братиславского университета им. Я.Коменского.



1952 гг. (Братислава). Необходимо отметить, что помимо образцов, отличающихся друг от друга своими химико-биологическими свойствами, нами применялись и различные методы счета активности радиоуглерода в органических образцах — жидкий сцинтилляционный метод счета активности  $^{14}\text{C}$  (Тбилиси) и газовый метод счета активности  $^{14}\text{C}$  (Братислава). Результаты, полученные вследствие совместных исследований, приведены в работах /5-II/.

Полученные нами результаты показали, что в природе с 95-процентным доверительным интервалом обнаруживаются 11-летние квазипериодические изменения концентрации  $^{14}\text{C}$ , со средней амплитудой  $(0,4 \pm 0,1)\%$ . Наблюдаемые за 1909-52 гг. квазипериодические изменения концентрации  $^{14}\text{C}$  сопоставлялись с 11-летними вариациями чисел Вольфа. Помимо амплитуд вариации радиоуглерода и чисел Вольфа, были также рассчитаны коэффициенты корреляции и времена запаздывания между их экстремальными значениями как для отдельных XV, XVI, XVII и XVIII одиннадцатилетних циклов солнечной активности, так и для полного временного интервала наблюдения. С учетом времени запаздывания между экстремальными значениями  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  и  $W(t)$  было выведено уравнение регрессии, согласно которому были оценены изменения  $^{14}\text{C}$  и чисел Вольфа соответственно.

А. Вычисленные 11-летние вариации концентрации космогенного изотопа  $^{14}\text{C}$  за 1942-1970 гг.

Временные вариации космогенного  $^{14}\text{C}$  в природе, помимо солнечной активности, зависят и от других гео- и астрофи-



вических явлений. В частности, от изменения активностей гео- и межпланетного магнитного поля, скорости солнечного ветра, вспышечной деятельности Солнца и др. /1,2,12/. Поэтому, если за определенный временной интервал между экспериментальными данными параметров, характеризующих эти явления, и  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  будет найдена множественная корреляционная связь, то тогда появляется возможность для любого временного интервала количественно оценить не только  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  в природе, но и изменения интенсивности ГЛ, солнечной и магнитной активности и т.д.

В качестве параметров, характеризующих вышеотмеченные явления, были использованы числа Вольфа -  $W(t)$ , данные интенсивности  $J^N$  - мезонной компоненты космических лучей -  $I(t)$ , среднегодовые значения гелиографических широт пятен Солнца -  $\varphi(t)$ , индексы Мамо -  $\alpha\alpha(t)$ , характеризующие изменения магнитной активности межпланетной среды, и индексов -  $K_p(t)$ , характеризующие не только возмущенность геомагнитного поля, но и скорость солнечного ветра /13/.

Уравнение регрессии между экспериментальными данными  $\Delta^{14}\text{C}$  и исследуемыми параметрами, согласно /14/, записывается в виде:

$$\Delta^{14}\text{C}(t) - \overline{\Delta^{14}\text{C}(t)} = \sum_{i=1}^5 a_i [(x_i(t - \Delta t_i) - \bar{x}_i)], \quad (1)$$

или

$$\Delta^{14}\text{C}(t) = \sum_{i=1}^5 a_i x_i(t - \Delta t_i) + b, \quad (2)$$

где  $x_1 \equiv W(t)$ ,  $x_2 \equiv I(t)$ ,  $x_3 \equiv \alpha\alpha(t)$ ,  $x_4 \equiv \varphi(t)$ ,  $x_5 \equiv K_p(t)$ ,  $\overline{\Delta^{14}\text{C}(t)}$  - соответствующие среднеарифметические значения исследуемых параметров,  $\Delta t_i$  - время запаздывания между

экстремальными значениями  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  и параметром  $x_i(t)$ ,  $a_i$  - коэффициенты уравнения регрессии,  $b = -0,393$  и определяется как  $b = \Delta^{14}\text{C}(t) - \sum_{i=1}^5 a_i x_i(t)$ . Цифровые данные параметров  $x_i(t)$  взяты из /15,16/.

Коэффициент множественной корреляции рассчитывался по формуле:

$$R = \frac{\sum_j (\Delta^{14}\text{C}_j - \overline{\Delta^{14}\text{C}})_{\text{теорет.}}^2}{\sum_j (\Delta^{14}\text{C}_j - \overline{\Delta^{14}\text{C}})_{\text{экс.}}^2} \quad (3)$$

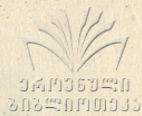
Следует отметить, что во избежание каких-либо локальных или лабораторных эффектов в расчетах были использованы средневзвешенные результаты, полученные по экспериментальным данным трех лабораторий. Данные ТГУ и Братиславского университета за 1932-52 гг., приведенные в /7,10/, были дополнены результатами Аризонского университета периода 1940-52 гг. /17/: Таким образом, используемые в расчетах средневзвешенные данные  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  получены не только с помощью различных методов счета активности  $^{14}\text{C}$ , но и образцами исследования, которые отличаются друг от друга как химико-биологическими свойствами, так и геостопонимикой, что в свою очередь автоматически исключает локальные эффекты, связанные с характером формирования и местом их произрастания. Используемые в расчетах данные  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  как средневзвешенных, так и отдельных университетских групп, приведены на рис. 1.

Множественный коэффициент корреляции между  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  и параметрами  $x_i(t)$  равен  $(0,96 \pm 0,01)$ . Расчеты проводились с помощью ЭВМ. Результаты приведены в таблице I.

Рассчитанные данные:  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  за 1942-70 гг. на рис.2

сопоставлены с экспериментальными средне взвешенными данными  $\Delta^{14}\text{C}(t)$ , а также с параметрами  $\chi_i(t)$ . Коэффициент корреляции между теоретически рассчитанными и экспериментально полученными данными  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  за 1942-52 гг. при  $\Delta t = 0$  составляет всего лишь  $(0,67 \pm 0,08)$ , тогда как за 1944-52 гг. коэффициент корреляции возрастает до  $(0,98 \pm 0,01)$ . Это несогласие между экспериментальными и рассчитанными данными  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  за 1942-1943 гг. можно объяснить скачкообразным повышением "эффекта Эюсса". Следует отметить, что это явление носит глобальный характер, т.к. при расчетах применялись средне взвешенные данные, которые были получены на основе анализа активности  $^{14}\text{C}$  в образцах, произрастающих на различных континентах.

В настоящее время в работах разных групп обсуждается вопрос об оценке величины амплитуды 11-летних вариаций космогенного радиоуглерода в природе /10, 11, 17-20/. Настоящие исследования дают возможность оценить и амплитуду 11-летних вариаций  $^{14}\text{C}$  за период, охватывающий VIII и XIX одиннадцатилетние циклы солнечной активности. С помощью гармонического анализа вычислены амплитуды 11-летних вариаций для этих солнечных циклов, они соответственно равны  $(0,21 \pm 0,08)\%$  и  $(0,28 \pm 0,09)\%$ , а средняя амплитуда за этот временной интервал составляет  $(0,25 \pm 0,09)\%$ . Анализ настоящих и ранее полученных нами результатов /7, 10, 11/ дает основание считать, что за 1910-1970 гг. средняя амплитуда вариации  $^{14}\text{C}$  в природе составляет  $(0,34 \pm 0,09)\%$  и в пределах погрешности хорошо совпадает с теоретически рассчитан-



ными значениями /21,22/.

Таблица I

Индексом $i$	Частич.коэф. корреляции $r_i (\Delta^{14}C, r_i)$	Времена запа- здвания $\Delta t$ (лет)	Коеф.уравнения регрессии(I-2) $\alpha_i$
1	$-0,50 \pm 0,20$	$5,0 \pm 1,0$	$0,0020 \pm 0,0005$
2	$0,50 \pm 0,20$	$5,0 \pm 1,0$	$0,1360 \pm 0,0005$
3	$-0,77 \pm 0,09$	$3,0 \pm 1,0$	$-0,0520 \pm 0,0005$
4	$0,50 \pm 0,20$	$1,0 \pm 1,0$	$0,0060 \pm 0,0005$
5	$-0,70 \pm 0,10$	$3,0 \pm 1,0$	$0,0340 \pm 0,0005$

В. Одиннадцатилетние вариации космических лучей в прошлом за 1904-1970 гг., рассчитанные по экспериментальным данным  $\Delta^{14}C(t)$ .

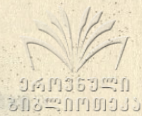
В настоящее время одна из сторон практического применения радиоуглеродных исследований точно датированных образцов органического происхождения заключается в восстановлении интенсивности космических лучей за длительный период наблюдений в прошлом.

Применяемые для расчетов данных  $\Delta^{14}C_{\text{теор.}}$  за 1942-70 гг. временные ряды параметров  $W(t)$ ,  $\varphi(t)$ ,  $aa(t)$  и  $Kp(t)$  также с успехом могут быть применены и с целью восстановления интенсивности космических лучей для любого временного интервала в прошлом, например, до 1750 г. Согласно расчетам, для этого случая уравнение регрессии имеет вид:

$$I_4(t) = 0,002 W(t) - 0,238 \varphi(t-2) + 0,225 aa(t) - 0,372 Kp(t) + 11,130. \quad (4)$$

Множественный коэффициент корреляции между  $I_1(t)$  и исследуемыми параметрами составляет  $(0,93 \pm 0,03)$ . Результаты расчетов  $I_1(t)$  приведены на рис.3 и сопоставлены с ее экспериментальными значениями за 1937-1968 гг.

Анализ результатов, приведенных на рис.3, показывает, что наблюдается хорошее согласие между экспериментально полученными и рассчитанными по формуле (4) данными  $I(t)$ , т.к. частичный коэффициент корреляции составляет  $(0,97 \pm 0,01)$ . В результатах  $I_1(t)$  повторяются тончайшие нюансы экспериментально наблюдаемых кратковременных вариаций интенсивности  $\mu$ -мезонной компоненты космических лучей. Однако, следует обратить внимание на нарушение соответствия между рассчитанными и экспериментальными данными  $I(t)$  за 1958-1960 гг. По всей вероятности, это явление связано с переполусовкой общего магнитного поля Солнца в 1957-58 гг. Согласно [24], после переполусовки возрастают дополнительные радиальные и гелиоширотные потоки космических лучей, которые и вызывают уменьшение интенсивности космических лучей в области плоскости эклиптики. Эти потоки связаны с дрейфом частиц космических лучей в регулярном магнитном поле Солнца и в начальной стадии изменения интенсивности космических лучей не контролируются индексами солнечной активности. Из данного случая видно, что переходное время для установления процесса обмена между гелиосферой и галактикой длится примерно (1-2 года), т.к. начиная с 1961 г. изменение интенсивности космических лучей уже



контролируется параметрами активности Солнца.

Учитывая вышеприведенные результаты, с высокой степенью согласия между экспериментальными и рассчитанными значениями как для  $\Delta I^4_C(t)$ , так и для  $I(t)$  можно составить уравнение регрессии и по экспериментальным данным  $\Delta I^4_C(t)$  восстановить интенсивность  $I(t)$  в прошлом. Согласно /9,25/, в этом случае уравнение регрессии можно записать в виде:

$$I_2(t) = 4,65 \Delta I^4_C(t+5) + 5,74, \quad (5)$$

где используется вышеприведенный результат о том, что сдвиг по времени  $\Delta t$  между экстремальными значениями  $I(t)$  и  $\Delta I^4_C(t)$  составляет пять лет.

Данные  $I_2(t)$  также приведены на рис.3 и сопоставлены как с экспериментальными, так и рассчитанными результатами  $I(t)$ . Следует отметить их хорошее совпадение с данными  $I_2(t)$ .

Частичные коэффициенты корреляции между временными рядами  $I_{\text{экс.}}$  и  $I_1(t)$ ,  $I_{\text{экс.}}$  и  $I_2(t)$ , а также  $I_1(t)$  и  $I_2(t)$  соответственно равны  $(0,76 \pm 0,05)$ ,  $(0,75 \pm 0,05)$  и  $(0,79 \pm 0,05)$ .

Во временных рядах  $I_1(t)$  и  $I_2(t)$  за 1934-37 гг. наблюдается существенное несогласие результатов. Это, как было отмечено выше, по-видимому, является следствием повышения хозяйственной деятельности, что в глобальном масштабе проявилось как скачкообразное повышение "эффекта Эюсса" за 1939-42 гг. и, в свою очередь, занизило значения  $I_2(t)$  за эти годы соответственно.

Корреляция временных рядов  $I_1(t)$  и  $I_2(t)$  с коэффициентом корреляции, равным  $(0,79 \pm 0,05)$ , дает основание считать, что для временного интервала 1904-36 гг. задача восстанов-



ления  $I(t)$  с хорошей точностью решена. В настоящее время не имеется других, более точных и принципиально верных методов расчета  $I(t)$  по данным  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  в прошлом. Необходимо отметить, что перспектива более точного расчета  $I(t)$  в прошлом связана с теоретическими усовершенствованиями модели био-, геохимического цикла углеродного обмена в природе. Однако в настоящее время нет модели, которая достаточно точно описывала бы физические процессы с характерными временами порядка десятков лет и менее. В связи с этим данные, приведенные на рис.3, описывающие временной ход  $I(t)$  за 1904-1970 гг., заслуживают определенного внимания. Также следует отметить, что данные  $I_1(t)$  и  $I_2(t)$  являются одними из первых результатов в этом направлении, которые достаточно хорошо оценивают качественное изменение интенсивности космических лучей за исследуемый интервал времени в прошлом.

Поступила 15.VI.1981

Кафедра ядерной  
физики

#### ЛИТЕРАТУРА

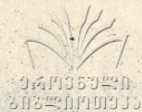
1. Б.П. Константинов, Г.Е.Кочаров, ДАН СССР, 165,63,1965.
2. Б.П. Константинов, Г.Е.Кочаров. Препринт ФТИ АН СССР, № 064, 1967.
3. M. Stuver, J. Geophys. Res., 66, 273, 1961.
4. M. Stuver. Science, 194, 533, 1965.
5. А.А.Бурчуладзе, С.В.Пагава, П.Повинец, А.Полашкова, Г.И.Тогонидзе, С.Усачев, А.Шиво, И.В.Эристави. Труды



ТГУ, т.203, 32, 1978.

6. A.A.Burchuladze, S.V.Pagava, P.Povinec, G.I.Togonidze, S.Usacev.  
16 th Int. Cosmic Ray Conf. V.3, 200 ; 1979.
7. A.A.Burchuladze, S.V.Pagava, P.Povinec, G.I.Togonidze, S.Usacev.  
Nature, V. 287, 320, 1980.
8. А.А.Бурчуладзе, С.В.Пагава, П.Повинец, Г.И.Тогонидзе,  
С.Усачев. "Известия" АН СССР, сер. физическая, т.44,  
2547; 1980.
9. А.А.Бурчуладзе, С.В.Пагава, П.Повинец, Г.И.Тогонидзе,  
Д.В.Чалаташвили, И.В.Эристави. XI респ.научная и научно-  
метод.конф. физиков ВУЗ СССР, 107, 1980.
10. A.A.Burchuladze, S.V.Pagava, P.Povinec, G.I.Togonidze, S.Usacev.  
Acta FRN Comen. Univ., Physica V, XXI, 181, 1980.
11. А.А.Бурчуладзе, С.В.Пагава, П.Повинец, С.Усачев, III евро-  
пейский симпоз.по космическим лучам, 392, 1980.
12. R.E.Lingenfelter, R.Ramaty. Radiocarbon Variations and Chronology,  
ed. I.U.Olson, Wiley; 513, 1970.
13. C.W.Snyder, M.Neuegebauer, U.R.Rao. J. Geophys.Res., 68, 6361,  
1963.
14. Л.И.Дорман. Эксперимент. и теоретические основы астрофи-





зики космических лучей, "Наука", М., 1975.

15. Под ред. А.А.Касаткина, Каталог инд.Солнечной и геомагнитной активности, Обнинск, 1976.
16. M.A.Pomerants, S.P.Duggal, Rev. Geophys. Space Phys., 12, 343, 1974.
17. P.E.Damon, A.Long, E.I.Wallick. Earth and Planet. Sci. Letters, 20, 300, 1973.
18. M.S.Baxter, I.G.Farmer. Earth and Planet. Sci. Letters, 20,295, 1973.
19. M.S.Baxter, A.Walton. Proc.Roy. Soc. London, Ser. 321, 105, 1971.
20. P.E.Damon, A.Long, E.I.Wallick. Earth and Planet. Sci. Letters, 20, 311, 1973.
21. В.А.Дергачев, С.Х.Тлеугалиев. "Известия" АН СССР, т.41, № 9, 1899, 1977.
22. H.Oeschger U.Sigenthaler, U.Selotterer, A.Gugelmann. Tellus, 27, 168, 1975.
23. В.А.Дергачев, А.К.Ступнева. Препринт ФТИ АН СССР, №491 1975.
24. М.В.Алания, Л.И.Дорман. Сб.вариаций космических лучей, изд. "Медниереба", 1980.
25. В.А.Дергачев, П.Повинец. Тр. УІ всесоюз.кояф.по проблеме "Астрофизические явления и радиоуглерод",37,1978.



ა. ბურჭულაძე, ს. ფაგავა, გ. თოგონიძე, მ. ალანია, პ. პოვინეც  
ს. უსაჩივი

რადიოკონსტრუქციისა და კოსმოსური სხივების მრეკობის  
პარამეტრების პარალელური ცვლილებისა და მათთან დაკავშირებული  
სივრცითი პარამეტრების

რეზიუმე

$\Delta^{14}C(t)$  და  $X_i(t)$  პარამეტრების ექსპერიმენტული მონაცემების  
ძირის მრავალჯერადი კორელაციის საფუძველზე, მიღებულია რეც-  
რესივის განტოლებები. ამ განტოლებათა საშუალებით აღდგენილია  
რადიოკონსტრუქციის კონვერსიისა და კოსმოსური სხივების ინ-  
ტენსივობის 11-წლიანი მრეკობის ვარიაციები შესაბამისად 1942-  
1977 წწ., და 1904-1970 წწ.

მრავალჯერადი კორელაციის კოეფიციენტი  $\Delta^{14}C$  და  $X_i$  პარამეტრ-  
ების ძირის სივრცითი ტოლია  $(0,96 \pm 0,01)$ .

A. Burchuladze, S. Pagava, G. Togonidze, M. Alania, P. Povinec, S. Usachev,  
ON THE RELATION OF SOLAR AND MAGNETIC ACTIVITY WITH  
TEMPORAL VARIATIONS OF RADIOCARBON AND COSMIC RAYS  
FOR THE PERIOD 1900-1980

Summary

Using the method of multiple correlation between the experimental data  
of the parameters  $\Delta^{14}C(t)$  and  $X_i(t)$  regression equations have been  
derived, with account of the temporal shifts between their extreme va-  
lues. 11-year variations of the cosmogenic isotope  $^{14}C$  for the period  
1942-1970 and cosmic ray intensity for 1904-1970 have been recon-  
structed by means of these equations.

The multiple correlation coefficient between the parameters  $\Delta^{14}C(t)$   
and  $X_i(t)$  is equal to  $(0.96 \pm 0.01)$ .

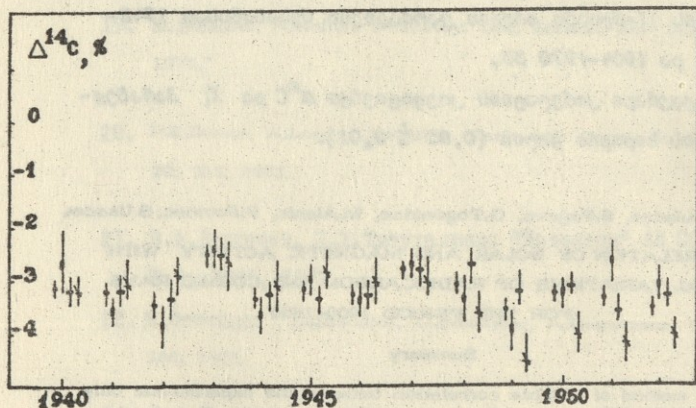


Рис. I. Изменение концентрации  $^{14}\text{C}$  за 1940-1952 гг.

(  $\vdash$  - данные ТГУ,  $\vdash$  - данные Братиславского университета,  $\vdash$  - данные Аризонского университета,  $\vdash$  - средневзвешенные результаты).

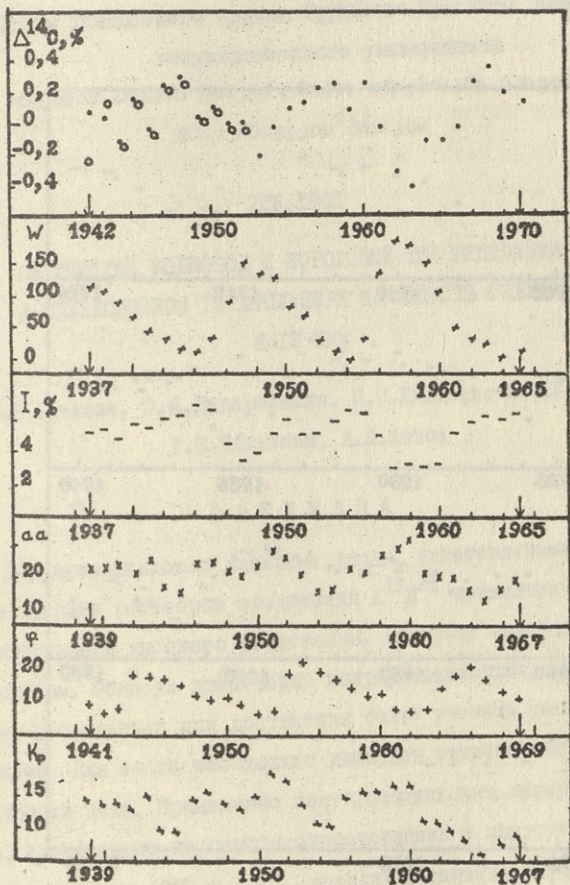


Рис.2. Рассчитанные и экспериментальные данные  $\Delta I_4 C$ , сопоставленные с соответствующими значениями параметров  $X_i(t)$ .

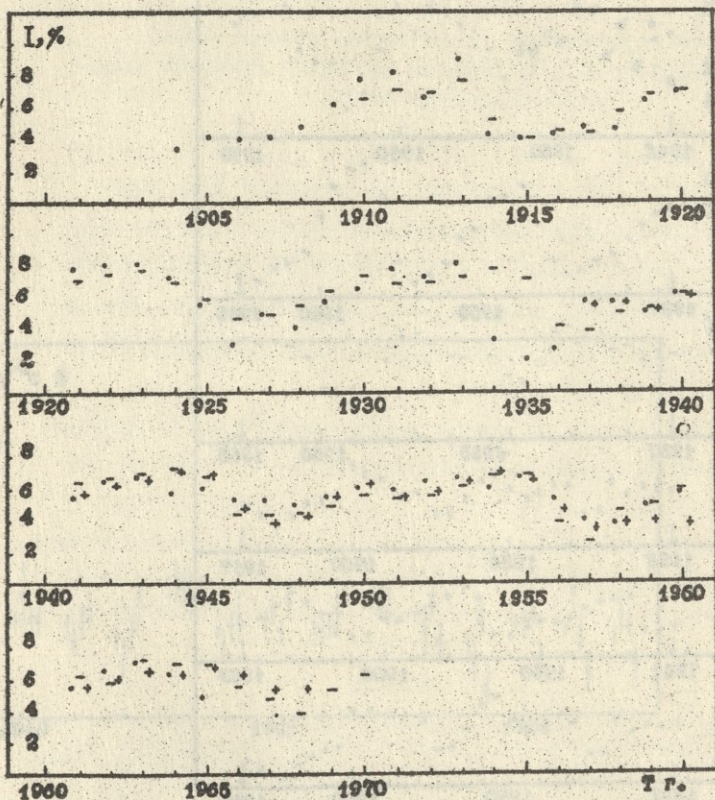


Рис. 3. Изменение интенсивностей космических лучей за 1904-1970 гг.

(+) - экспериментальные данные, (-) и (o) - рассчитанные согласно уравнениям (4) и (5) соответственно).

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი ჯვარის ორდენის სახელმწიფო  
უნივერსიტეტის შრომები

226, 1981

ОПТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД И ПОРОГОВЫЙ ТОК ГЕНЕРАЦИИ  
В ИНЖЕКЦИОННОМ ГЕТЕРОЛАЗЕРЕ НА ОБЛАСТЬ СПЕКТРА  
8-18 МКМ

Л.П.Бычкова, О.И.Даварашвили, П.Г.Елисеев, М.И.Сагинури,  
Р.И.Чиковани, А.П.Шотов

В В Е Д Е Н И Е

Полупроводниковые лазерные диоды, изготовленные на основе твердых растворов соединений  $A^{IV}B^{VI}$  применяются в ИК спектроскопии высокого разрешения, контроля загрязнения атмосферы. Область применения полупроводниковых лазеров может расширяться при достижении более высоких рабочих температур. Для этого необходимо добиться снижения пороговой плотности тока. Применение полупроводниковых лазерных диодов, создаваемых на основе односторонних и двухсторонних гетероструктур (ОГС и ДГС), позволяет снизить пороговые токи за счет эффектов электронного и оптического ограничения.

Целью данной работы является изучение влияния электрофизических свойств слоев, составляющих лазерную структуру с двухсторонним ограничением, и их геометрических параметров на величину пороговых токов в лазере, в частности в систе-



ме  $Pb_{+x}Sn_xSe$  . Анализ пороговых токов в системе  $Pb_{+x}Sn_xSe$  проводился в работах /1,2,3/.

2. Модель оптического волновода в системе  $Pb_{+x}Sn_xSe$  .  
Исходные соотношения для расчетов оптимальной толщины  
активного слоя и пороговой плотности тока

Рассмотрим гетеролазер на основе модели диэлектрическо-го волновода, представляющего собой плоский узкозонный активный слой  $n-Pb_{+x}Sn_xSe$  и две полубесконечные широко-зонные пассивные области  $p-PbSe$  и  $n-PbSe$  в качестве эмиттеров. Так как диэлектрическая проницаемость узко-зонного активного слоя больше, чем у окружающих широкозон-ных слоев, то происходит внутреннее отражение излучения на границах этого слоя и ограничение его потока в нем. В об-щем случае, ввиду различия концентрации носителей и, сле-довательно, показателя преломления эмиттеров, в структуре возможна некоторая асимметрия. Удобно ввести параметр оп-тического ограничения  $\Gamma$  /4/, равный доле оптического по-тока, заключенного в пределах активного (волноводного) слоя,  $\Gamma_p$  и  $\Gamma_n$  - доли оптического потока, относящиеся к пассив-ным областям  $p$ - и  $n$ - типа соответственно ( $\Gamma_p + \Gamma_n + \Gamma = 1$ ). Вводятся в рассмотрение также характеристический параметр волновода  $D$  - приведенная толщина /1/

$$D = \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{\Delta\epsilon}, \quad (1)$$

где  $d$  - толщина активного слоя волновода,

$\lambda$  - длина волны излучения лазера,

$\Delta\epsilon$  - наименьшая из разностей диэлектрических проницае-мостей активной и пассивной областей,

и параметр, характеризующий асимметрию волновода

$$\eta = \frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 - \epsilon_1}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_2$  - диэлектрическая проницаемость активного слоя,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_3$  - диэлектрическая проницаемость пассивных областей (эмиттеров). Считаем, что  $\epsilon_1 \gg \epsilon_3$  т.е.  $\eta \gg 1$ . Зависимость параметра ограничения  $\Gamma$  от приведенной толщины при различных  $\eta$  приведена на рис. I.

Пороговое условие для генерации излучения имеет вид /4/:

$$g_{ot} \cdot \Gamma = \alpha_o \cdot \Gamma + \alpha_n \Gamma_n + \alpha_p \Gamma_p + \alpha_{ext}, \quad (3)$$

где  $g_{ot} \Gamma$  - усиление на пороге,

$\alpha_o, \alpha_n, \alpha_p$  - коэффициенты нерезонансного поглощения в активной и пассивных слоях,

$\alpha_{ext}$  - внешние потери для продольных типов колебаний резонатора Фабри-Перо длиной  $L$  с коэффициентом отражения  $R$ .

$$\alpha_{ext} = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}. \quad (4)$$

Учитывая связь между коэффициентом усиления и плотностью тока /5/

$$g_o = \frac{\gamma \cdot \eta_{int} \Phi \cdot \lambda^2}{8\pi e \epsilon_2 \Delta \nu} d, \quad (5)$$

где  $\eta_{int}$  - внутренний квантовый выход,

$\Phi$  - параметр ограничения носителей тока,

$\Delta \nu$  - ширина линии спонтанного излучения,

получаем для пороговой плотности тока:

$$j_n = \frac{8\pi e \epsilon_2 \Delta \nu}{\eta_{int} \Phi \lambda^2} d \left\{ \alpha_o + \frac{1}{\Gamma} [\alpha_{pn} (1-\Gamma) + \alpha_{ext}] \right\}. \quad (6)$$

Считая  $\Phi = I$  (см. ниже), после преобразования получим:





$$J_n = \frac{8\pi e \epsilon_2 \Delta \nu}{\gamma_{int} \lambda^2} d(\alpha_o + \alpha_{ext}) \frac{\frac{1}{\Gamma} - C_\alpha}{1 - C_\alpha}, \quad (7)$$

где

$$C_\alpha = \frac{\alpha_{pn} - \alpha_o}{\alpha_{pn} + \alpha_{ext}}. \quad (8)$$

Введя обозначение

$$A = \frac{4\pi e \epsilon_2 \Delta \nu}{\gamma_{int} \lambda \sqrt{\Delta \epsilon}} (\alpha_o + \alpha_{ext}), \quad (9)$$

получим

$$J_n = A D \frac{\frac{1}{\Gamma} - C_\alpha}{1 - C_\alpha} \quad (10)$$

Оптимизация порогового тока по толщине волновода означает выполнение условия  $\frac{\partial J_n}{\partial D} = 0$ .

Откуда

$$\frac{1}{\Gamma} \left(1 - \frac{D}{\Gamma} \frac{\partial \Gamma}{\partial D}\right) = C_\alpha. \quad (11)$$

Решение этого уравнения для симметричного волновода представлено графически в виде зависимости оптимальной приведенной толщины  $D_o$  от параметра  $C_\alpha$  (рис.2). Учет асимметрии волновода увеличивает оптимальную приведенную толщину на величину  $D_{кр}$  - критическую приведенную толщину волновода. При толщине волновода меньшей, чем  $D_{кр}$ , распространение светового потока внутри гетероструктуры теряет волноводный характер и резко возрастают потери, обусловленные проникновением излучения в пассивную область.

Расчеты [4] дают:

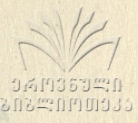
$$D_{кр} = \alpha n c \operatorname{tg} \sqrt{\gamma - 1}. \quad (12)$$

Т.о. оптимальная приведенная толщина

$$D_{opt} = D_o + D_{кр}. \quad (13)$$

Для нахождения  $D_{opt}$  необходимо знать величину  $C_\alpha$  (т.е.

$\alpha_o, \alpha_p, \alpha_n$  и  $\alpha_{ext}$ ),  $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ : Оптические потери в



волноводе представляют собой поглощение света свободными носителями согласно /6/

$$\alpha = \frac{e^3 n \lambda^2}{4\pi c^3 \epsilon_0 \mu m^* N}, \quad (14)$$

где  $n$  - концентрация носителей,

$m^*$  - их эффективная масса,

$\mu$  - подвижность,

$N$  - показатель преломления соответствующего слоя ДС.

### 3. Оптимальная толщина и пороговый ток в рамках простой волноводной модели. Влияние характеристик материалов

Оптимизация лазеров по толщине активной области и пороговой плотности тока проводилась на примере структуры  $p\text{-PbSe}/n\text{-Pb}_{0,936}\text{Sn}_{0,064}\text{Se}/n\text{-PbSe}$ , в которой активная область и эмиттер были изготовлены методом жидкофазной эпитаксии. Это дало возможность определить концентрацию носителей в слоях по фазовым диаграммам состояния /7/. При температурах эпитаксии 540-760°C концентрация носителей в слоях менялась в пределах  $2 \cdot 10^{18}$ - $10^{19}$  см<sup>-3</sup>, а концентрация носителей в подложках при расчете бралась в диапазоне  $5 \cdot 10^{17}$ - $1 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Соответствующие значения подвижностей носителей по данным (9,10) составляли 600-25000 см<sup>2</sup>/В.сек в зависимости от концентрации носителей и рабочей температуры лазера. Эффективная масса  $m^*$  принималась равной  $0,1 m_0$  /8,12/. Показатель преломления пассивных областей  $\text{PbSe}$  определялся из работы /6/. Построенная по этим

13. Труды, т.226.



данным аппроксимированная зависимость  $N^2$  от концентрации носителей и температуры представлена на рис.3. Для определения показателя преломления активной области  $Pb_{0,936}Sn_{0,064}Se$  необходимо знать разность между диэлектрическими проницаемостями активной и пассивной областей  $\Delta \epsilon$ . Ее можно определить по критической толщине для гетероструктуры

$n-Pb_{0,936}Sn_{0,064}Se/n-PbSe$  с односторонним ограничением по измерениям  $\gamma_n = f(d)$  из работы /II/ (рис.4). Используя соотношения (I) и (I2), получим уравнение

$$\Delta \epsilon = \frac{\epsilon_1 - 1}{\text{tg}^2(2\pi \frac{d_{кр}}{\lambda} \sqrt{\Delta \epsilon})} \quad (15)$$

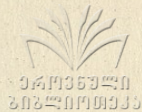
При  $\lambda = 12,4$  мкм,  $d_{кр} = 1,3$  мкм,  $\epsilon_1 = 25$  при 77°K из уравнения (15),  $\Delta \epsilon = 3,5$ . Концентрация носителей в этом случае в подложке  $PbSe$   $n = 1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, в слое  $Pb_{0,936}Sn_{0,064}Se$   $n = 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

На рис.4 построены концентрационные и температурные зависимости диэлектрической проницаемости слоя тройного состава  $Pb_{0,936}Sn_{0,064}Se$  в соответствии с соотношением

$$\epsilon_{Pb_{0,936}Sn_{0,064}Se}(n, T) = \epsilon_{PbSe}(n, T) + \Delta \epsilon + \left[ \epsilon_{PbSe}(n = 1 \cdot 10^{18}, T) - \epsilon_{PbSe}(n = 5 \cdot 10^{18}, T) \right].$$

Т.о., имеются все параметры для определения коэффициентов поглощения  $\alpha_o$ ,  $\alpha_n$  и  $\alpha_p$ . Рассчитывая  $C_\alpha$  из соотношения (8) и, считая  $\alpha_{ext} = 14$  см<sup>-1</sup> ( $L = 500$  мкм,  $R = 0,5$ ), находим  $D_o$  при  $\eta = 1$ , а из (2) и (I2) —  $D_{кр}$  с учетом зависимости  $\epsilon$  от концентрации носителей в слоях ДТС.

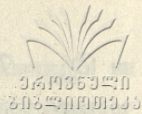
Соответствующее значение приведенной оптимальной толщи-



ны  $D_{opt} = D_o + D_{кр}$  позволяет определить параметр оптического ограничения  $\Gamma$  из рис. I. Оптимальную толщину  $d_{opt}$  рассчитываем из соотношения (I), а затем, пользуясь уравнением (6), находим минимальные пороговые плотности токов. Результаты расчетов минимальных пороговых токов при различных температурах эпитаксии активного слоя и эмиттера представлены в табл. 2. Из них видно, что если для создания активной области и эмиттера ДС использовать высокие температуры эпитаксии, то это приводит к увеличению порогового тока, т.к. при этом растут потери за счет повышения концентрации носителей в слоях и снижения их подвижностей. Кроме того, как видно из таблицы I, при повышении температуры эпитаксии уменьшается показатель преломления и может реализоваться случай, когда показатель преломления активного слоя будет меньше, чем показатель преломления подложки и исчезнут волноводные свойства ДС. При температуре эпитаксии ниже  $600^{\circ}\text{C}$   $d_{opt}$  меняется в пределах 0,7-1,4 мкм в зависимости от соотношения концентраций носителей в слоях ДС и при  $\chi_{int} = 0,1$  и  $\Delta\nu = 1,5$  кТ, пороговые токи не превышают  $\sim 400$  а/см<sup>2</sup> при 77К.

#### 4. Соотношение между дифракционными и оптическими потерями в зависимости от толщины активного слоя

Волноводные свойства гетероструктуры необходимо учитывать и при оценке коэффициента поглощения в активной области. Такая оценка в лазерных диодах проводится по измерению зависимости



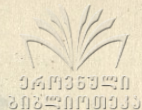
$$\gamma\left(\frac{1}{L}\right) = \frac{1}{\beta} \left( \alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right).$$

При этом полагается, чтобы потери в этой зависимости целиком относились к потерям в активной области. Это предположение верно, если параметр оптического ограничения  $\Gamma$  в выражении (6) равен 1. Но это условие выполняется при значениях толщины активной области больших, чем оптимальная. Из рис. 1 видно, что  $\Gamma=1$  при  $D \geq 8$ . При этом толщина активной области  $d$ , вычисленная из (1), в зависимости от длины волны  $\lambda$  и  $\Delta E$  должна принимать значения, не меньшие, отмеченных на рис. 5. Если измерения  $\gamma\left(\frac{1}{L}\right)$  проводить при меньших толщинах и принимать при этом потери  $\alpha = \alpha_0 \Gamma + \alpha_{pn} (1-\Gamma)$  за потери в активной области  $\alpha_0$ , то это дает ошибку, равную  $(\alpha - \alpha_{pn}) \frac{1-\Gamma}{\Gamma}$  (табл. 2). Более точная оценка коэффициента поглощения в активной области дает возможность определить подвижность носителей в конкретных случаях, т.к. другие параметры в формуле (14) известны и их возможные вариации слабо меняют результаты расчета.

### 5. Эффект электронного ограничения

Как указывалось выше, пороговая плотность тока, рассчитанная для структур, выраженных при  $t^{\circ} < 600^{\circ}\text{C}$ , не превышает  $\sim 400 \text{ А/см}^2$ . Однако на опыте пороговая плотность тока составляет обычно величину более 1 кА/см<sup>2</sup>. Ввиду этого расхождения, следует рассмотреть факторы, которые могут привести к увеличению порогового тока по сравнению со значениями, получающимися из простой волноводной теории.

Фактором, влияющим на величину  $J_n$ , может быть пара-



метр электронного ограничения. Его можно выразить в виде отношения тока инжектируемых носителей (через рассматриваемую гетерограницу) в активную область к полному току. Гипотетическая зонная диаграмма ДПС, построенная в приближении одинакового электронного сродства  $PbSe$  и  $Pb_{0,936}Sn_{0,064}Se$ , представлена на рис. 6. Дырочный ток через гетерограницу  $p\text{-}PbSe/n\text{-}Pb_{0,936}Sn_{0,064}Se$ , определяемый величиной барьера

$$E_{g_2} + \Delta E_{F_1} + \Delta E_{F_2}, \text{ равен}$$

$$j_{P_1} = q N_{A_1} \left( \frac{D_{P_2}}{\tau_{P_2}} \right)^{1/2} e^{-\frac{E_{g_2} + \Delta E_{F_1} + \Delta E_{F_2}}{kT}} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right). \quad (16)$$

Ток электронов в обратном направлении определяется барьером

$$E_{g_1} + \Delta E_{F_1} + \Delta E_{F_2}$$

$$j_{N_2} = q N_{D_2} \left( \frac{D_{N_1}}{\tau_{N_1}} \right)^{1/2} e^{-\frac{E_{g_1} + \Delta E_{F_1} + \Delta E_{F_2}}{kT}} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right). \quad (17)$$

Тогда

$$\frac{j_{P_1}}{j_{N_2}} = \frac{N_{A_1}}{N_{D_2}} \left( \frac{D_{P_2}}{D_{N_1}} \frac{\tau_{N_1}}{\tau_{P_2}} \right)^{1/2} e^{\frac{\Delta E_g}{kT}} \quad (18)$$

и, принимая

$$\frac{\tau_{N_1}}{\tau_{P_2}} = \frac{N_{D_2}}{N_{A_1}}; \quad \frac{D_{P_2}}{D_{N_1}} = \frac{\mu_{P_2}}{\mu_{N_1}}, \quad (19)$$

получим

$$\frac{j_{P_1}}{j_{N_2}} = \left( \frac{\mu_{P_2}}{\mu_{N_1}} \frac{N_{A_1}}{N_{D_2}} \right)^{1/2} e^{\frac{\Delta E_g}{kT}}. \quad (20)$$

Значения  $\frac{j_{P_1}}{j_{N_2}}$  при 77°К в случае различных температур эпитаксии активного слоя и эмиттера представлены в таблице

Ток электронов через гетерограницу  $n\text{-PbSe}/n\text{-Pb}_{0,936}\text{Sn}_{0,064}\text{Se}$  равен

$$j_{n_3} = q N_{D_3} \left( \frac{D_{n_2}}{\tau_{n_2}} \right)^{1/2} e^{-\frac{\Delta E_{F_3} - \Delta E_{F_2}}{kT}} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right). \quad (21)$$

Дырочный ток в обратном направлении определяется количеством дырок, проникающих в область  $\text{Pb}_{0,936}\text{Sn}_{0,064}\text{Se}$ , и барьером

$$j_{p_2} = j_{p_1} e^{-\frac{E_{g_3} + \Delta E_{F_3} - E_{g_2} - \Delta E_{F_2}}{kT}} = q N_{A_1} \left( \frac{D_{p_2}}{\tau_{p_2}} \right)^{1/2} e^{-\frac{E_{g_3} + \Delta E_{F_3} + \Delta E_{F_1}}{kT}} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right). \quad (22)$$

Тогда

$$\frac{j_{n_3}}{j_{p_2}} = \frac{N_{D_3}}{N_{A_1}} \left( \frac{D_{n_2}}{D_{p_2}} \frac{\tau_{p_2}}{\tau_{n_2}} \right)^{1/2} e^{\frac{E_{g_3} + \Delta E_{F_1} + \Delta E_{F_2}}{kT}} \quad (23)$$

Из-за большого значения  $\frac{E_{g_3} + \Delta E_{F_1} + \Delta E_{F_2}}{kT} \gg 1$ , можно считать дырочный ток через  $n\text{-}n$  - гетеропереход пренебрежимо малым. Т.о. благодаря наличию разрыва  $\Delta E_g$  носители, попавшие в активную область, остаются в ней. Поэтому параметр ограничения  $\Phi \approx 1$ . Следует отметить, что, как видно из табл.3, ограничение носителей лучше при использовании более низких температур эпитаксии активного слоя и эмиттера.

### 6. Анализ неоднородности концентрации избыточных носителей в активном слое

В работе /2/ была предпринята попытка объяснить высокие значения пороговых токов  $> 10^3 \text{ А/см}^2$  на основании того, что при диффузионных длинах  $l_D$ , сравнимых с толщиной активной области  $d$ , коэффициент усиления уменьшается с удалением от гетерограницы. Учет неравномерности приводит к следующему выражению для порогового тока:

$$j_n = \frac{e D_n}{l_D} \frac{t_q h \frac{d}{l_D}}{f(q, d, l_D)} \left[ \frac{8g \epsilon_2 \Delta v \tau}{\eta_{int} \lambda^2} g_0 + P_t \right], \quad (24)$$

где

$$f(q, d, l_D) =$$

$$\frac{\frac{2}{l_D} \cos \frac{qd}{2} \sin h \frac{d}{l_D} + 4l_D q^2 \sin h \frac{d}{l_D} + 4q \sin \frac{qd}{2} \cos \frac{qd}{2} \left( 1 + \cos h \frac{d}{l_D} \right)}{\left( \frac{d}{2} + \frac{\sin qd}{2q} \right) \left( 8q^2 + \frac{2}{l_D^2} \right) \cos h \frac{d}{l_D}}$$

здесь  $q$  - константа поперечного распространения,

$P_t$  - концентрация неосновных носителей, необходимая для достижения первого лазерного условия

$$|g_n - g_p| \geq h\nu.$$

При концентрации носителей в активной области

$$n \gg 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ это условие означает, что } P_t \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

Зависимость уровня Ферми от  $\rho, n$  взята из работы /12/.

Расчет первого слагаемого в квадратных скобках (24) дает величину  $> 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Тогда с учетом (3), получим



$$y_n = \frac{8\pi e \epsilon_2 \Delta v}{\eta_{int} \lambda^2} d(\alpha_o + \alpha_{ext}) \frac{1 - c_{\alpha}}{1 - c_{\alpha}} \frac{l_D}{d} \frac{tg \theta \frac{d}{l_D}}{f(q, d, l_D)} \quad (25)$$

Это выражение отличается от (7), полученного в приближении однородного усиления, множителем

$$F = \frac{l_D}{d} \frac{tg \theta \frac{d}{l_D}}{f(q, d, l_D)}$$

При различных величинах  $d$  и  $l_D$  сомножитель  $F$  принимает значения, указанные в таблице 4.

Видно, что даже при  $d > l_D$   $F \approx 1$ , т.е. учет неравномерности усиления практически не изменяет величины  $y_n$ . Увеличение же  $y_n$  до величины  $\sim 10^3$  А/см<sup>2</sup> и выше, данное в работе /2/, можно объяснить тем, что при малых

$l_D \sim 2 \div 3$  мкм, а, следовательно, малых подвижностях, увеличение  $y_n$  происходит за счет роста поглощения  $\alpha \sim \frac{n}{l}$ .

Таким образом, ни условия ограничения носителей, ни учет неравномерности коэффициента усиления не объясняют высокие значения  $y_n$ , полученные на эксперименте.

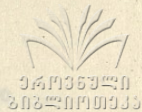
### 7. Учет скорости поверхностной рекомбинации на гетерограницах

Рассмотрим влияние на пороговые плотности токов поверхностной рекомбинации на гетерограницах. Скорость поверхностной рекомбинации связана по данным /14/ с рассогласованием параметров решеток на гетерограницах (характеризуемых величиной  $\frac{\Delta a}{a}$ , где  $a$  - параметр решетки) соотношением

$$S_v = 2,9 \cdot 10^7 \cdot \frac{\Delta a}{a} \text{ см/сек.}$$

Принимая ту же зависимость  $S_v \left( \frac{\Delta a}{a} \right)$  и для твердых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xSe$ , что и для  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , при составе активной области

$\chi = 0,064$  имеем  $S_v = 3,5 \cdot 10^4$  см/сек.



Для учета поверхностной рекомбинации введем эффективное время жизни  $\tau_{эф}$ . В работе /13/ дано выражение для оценки  $\frac{\tau_{эф}}{\tau}$ :

$$\frac{\tau_{эф}}{\tau} = \frac{\sinh D + S(\cosh D - 1)}{(S^2 + 1)\sinh D + 2S \cosh D}; \quad (26)$$

здесь  $D = \frac{d}{L_D}$ ,  $S = \frac{S_v \tau}{L_D}$ .

Введем эффективный квантовый выход

$$\eta_{эф} = \frac{\tau_{эф}}{\tau_n} = \eta_{int} \frac{\tau_{эф}}{\tau}. \quad (27)$$

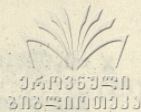
Тогда выражение для порогового тока принимает вид:

$$J_n = \frac{8\pi e \epsilon_2 \Delta v}{\eta_{int} d^2} d(\alpha_0 + \alpha_{ext}) \frac{1 - c_\alpha}{1 - c_\alpha} \left(\frac{\tau_{эф}}{\tau}\right)^{-1}. \quad (28)$$

Зависимость  $\tau_{эф}/\tau$  от  $D$  при различных  $S$  дана в /15/ на рис.7. Из табл.5 видно, что учет поверхностной рекомбинации приводит к увеличению расчетного  $J_n \min$  до величин  $\sim 10^3$  а/см<sup>2</sup>, близких к экспериментальным значениям  $J_n$ . При этом разница между  $J_n$  при  $\eta_{int} = 0,1$  и  $\eta_{int} = 0,01$  сглаживается. С учетом поверхностной рекомбинации зависимость  $J_n = f(d)$  сохраняет прежний вид (имеет минимум) и, как показывают оценки, при  $d = 2d_{онт}$   $J_n = 1,2 + 2 J_n \min$

## 8. Влияние температуры

Рассмотрим температурную зависимость  $J_n$ . Как видно из выражения (28), наибольший вклад в температурную зависимость вносят  $\Delta v$ ,  $L$  и  $\alpha_0$ . Так как  $\alpha_0 \gg \alpha_{ext}$  то можно считать



$$j_n(T) \sim \frac{\Delta v}{\lambda^2} \alpha_0 \sim \frac{T \cdot n(T)}{\mu}$$

Здесь учитывается, что  $\Delta v \sim T$ ,  $\alpha_0 \sim \frac{n(T) \lambda^2}{\mu}$ .

Принимая, что  $\mu \sim T^{-2}$  по данным [6,7], получаем, что

$$j_n \sim T^3 \cdot n(T)$$

или

$$j_n(T) = j_n(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^3 \frac{n(T)}{n(T_0)} \quad (29)$$

Концентрацию носителей в активной области рассмотрим в виде  $n = n_0 + \delta n$ , где  $n_0$  - исходная концентрация, задаваемая фазовой диаграммой,  $\delta n$  - концентрация инжектированных носителей, связанная с током следующим соотношением:

$$j_n(T) = \frac{e d \delta n}{\tau(T)} \quad (30)$$

Но так как  $\tau \sim \frac{1}{n}$ , то

$$\tau(T) = \tau(T_0) \frac{n(T_0)}{n_0 + \delta n} \quad (31)$$

Объединяя (30) и (31), получим:

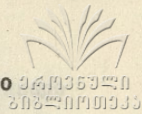
$$j_n(T) = \frac{e d \delta n (n_0 + \delta n)}{n(T_0) \tau(T_0)}, \quad (32)$$

а из (29) и (32)

$$j_n(T) = j_n(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^3 \frac{1}{n(T_0)} \left[ n_0 + \frac{\tau(T_0)}{e d} j_n(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^3 \right] \quad (33)$$

При  $j_n(T_0) = 10^3$  а/см<sup>2</sup>,  $d = 0,7$  мкм,  $\delta n = 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $n(T_0) = 2,2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а  $\tau(T_0)$  составляет величину  $\tau(T_0) = 3,6 \cdot 10^{-9}$  сек.

Зависимость  $j_n$  от  $T$  для структуры со значением концентраций  $n_s = 1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $p_s = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и  $n_a = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> приведена на рис.8.



Если концентрация носителей в одном из эмиттеров много меньше, чем в другом эмиттере и активной области, то, как видно из рис.3, может произойти ослабление или даже исчезновение волноводного эффекта в гетероструктуре. При этом можно ожидать аномально быстрое возрастание пороговой плотности тока, как результат того, что  $\mathcal{D}$  приближается к  $\mathcal{D}_{кр}$  и  $\Gamma$  стремится к нулю. Эти условия могут выполняться при понижении температуры за счет того, что  $\mathcal{D}_{кр}$  увеличивается вследствие роста диэлектрической асимметрии, а  $\mathcal{D}$  уменьшается вследствие возрастания длины волны.

Например, рассмотрим структуру со следующими характеристиками:

$$n_1 = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, n_2 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \rho_2 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \\ d = 3,2 \text{ мкм}.$$

Рассчитаем пороговую плотность тока при 77°К и 10°К

- 1) 77°К:  $\mathcal{D} = 3,4$ ;  $\mathcal{D}_{кр} = 0,9$ ;  $\gamma_n = 2,8 \text{ кА/см}^2$   
 2) 10°К:  $\mathcal{D} = 1,3$ ;  $\mathcal{D}_{кр} = 1,2$ ;  $\gamma_n = 4,2 \text{ кА/см}^2$ .

Из этого примера видно, что расчетное значение порогового тока при асимметрии, вызванной различной величиной концентрации носителей в эмиттерах, может аномально возрастать с понижением температуры. При температурах  $\sim 120^\circ\text{К}$   $\mathcal{D}_{кр}$  слабо меняется с повышением уровня инжекции, а  $\mathcal{D}$ , уменьшаясь, все еще остается больше  $\mathcal{D}_{кр}$ . Помимо волноводных свойств структуры на температурную зависимость пороговой плотности тока может повлиять и изменение соотношения между  $d$  и  $\lambda_D$  с температурой при учете поверхностной рекомбинации на гетерогранице. Однако, как показывают

оценки, даже при рассмотрении на порядок большего значения  $S'_v \sim 10^5$  см/сек, соотношение  $\tau_{эф}/\tau$  при 77°К и 10°К практически не меняется.

### Заключение

В работе была рассчитана пороговая плотность токов  $p-n-n$  лазерных структур, наиболее часто реализуемых при их получении методом жидкофазовой эпитаксии в системе  $Pb_{1-x}Sn_xSe$ . Особенностью твердых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xSe$ , полученных жидкофазовой эпитаксией, является высокая концентрация носителей в них. Это приводит к большим оптическим потерям в лазерах.

Помимо этого, при учете дисперсионной зависимости показателя преломления, а также концентрационной и температурной зависимостей существенно изменяются волноводные свойства структуры.

Оптимальной является эпитаксия при  $T < 600^\circ$ . При этом надо иметь в виду, что концентрация носителей в эмиттерах из-за зависимости  $N=f(n)$  должна быть выше критического значения, зависящего от рабочей температуры лазера.

Соответствие с экспериментальными значениями минимальных пороговых плотностей токов при 77°К ( $\geq 10^3$  а/см<sup>2</sup>) получено при учете  $\eta_{int} \leq 0,1$  и вкладе поверхностной рекомбинации на гетерогранице при  $S'_v \geq 4 \cdot 10^4$  см/сек.

При повышении температуры выше 77°К увеличение пороговой плотности тока связано с возрастающими потерями при поглощении на свободных носителях и расширением полосы усиления,

а при ее понижении ниже  $77^{\circ}\text{K}$  могут реализоваться условия, когда значения  $\mathcal{Y}_n$  выходят на плато или, проходя через минимум, снова возрастают.

Т.о., в гереолазерах на основе системы  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$  хорошо выполняются условия электронного ограничения. Для получения минимальных значений пороговых токов необходимо учитывать изменение волноводных свойств структуры с концентрацией носителей в слоях, а также рассогласование решеток на гетерогранице и нарушения структуры, ведущие к повышению скорости рекомбинации на гетерогранице.

Поступила 19.VI.1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. W. Anderson. *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. QE-B, p. 532, July, 1977.
2. L. R. Tomasetta and C. G. Fonstad. *IEEE J. Quantum Electronics*, II, p. 384, July, 1975.
3. P. Kasemet and C. G. Fonstad. *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. QE-15, p. 1266, 1979.
4. О.В.Богданкевич, С.А.Дарзек, П.Г.Елисеев. "Полупроводниковые лазеры", Наука, М., 1976.
5. М.Пилкун. Инжекционные лазеры, УФН, т.98, вып.2, июнь, 1969.



6. К.В.Вяткин, А.П.Шотов, ФТП, 14, 1331, 1980.
7. T. C. Harman, J. Mengaelis. J. Applied Solid State Science, ed. by K. Wolfe, N.J.V. 4. p. 1, 1974.
8. Д.М.Гуреев, И.И.Засавицкий, Б.Н.Мацонашвили, А.П.Шотов, ФТП, 12, 705, 1978.
9. И.В.Кучеренко, Ю.Н.Королев, А.П.Шотов, ФТП, 1974, 5.
10. А.П.Шотов, И.В.Кучеренко, Ю.Н.Королев, Е.Г.Чижевский. ФТП, 6, 1508, 1972.
11. Д.М.Гуреев, О.И.Даварашвили, И.И.Засавицкий, Б.Н.Мацонашвили, А.П.Шотов. "Квантовая электроника"; 5, 2630, 1978.
12. Б.А.Волков, И.В.Кучеренко, М.С.Тактакишвили, А.П.Шотов. ФТП, 8, 2346, 1974.
13. Е.А.Афанасьева, Н.Ибрагимов, А.П.Шотов. ФТП, 7, 1133, 1973.
14. D. Kasemet, C. G. Fonstad. J. Appl. Phys., 7, 1979.
15. C. G. Fonstad and C. A. Armiento. J. Appl. Phys., 2435, 1978.

ც.ბიჩიკვაძე, თ.ვაკარაძევილი, ჯ.ჯინსუჯვი, მ.საგინდური, მ.ჩიქოვანი, ა.ძიგოვი

მკვლევარნი ლაბორატორიის მკვლევარნი და მკვლევარნი  
 ცენტრის მკვლევარნი სპეციალური 8-18 მკმ. სიხშირის

რეზიუმე

ნაშრომში ჩატარებულია იმ ზედაპირული ანალიზის, რომელიც მოქმედობს იმ ზედაპირული ზედაპირული ანალიზის სიხშირეებზე. ეს ზედაპირული ანალიზი მოქმედებს 8-18 მკმ სიხშირის სიხშირეებზე და მისი რეზიუმე

$P_{\text{ს}} \propto S_{\text{ს}} \propto S_{\text{ს}}$  სიხშირის საფუძველზე.

როგორც ეს გამოვლინდება გრაფიკულად, იმ ზედაპირული ანალიზის სიხშირე



ევენში, რეზონანსი მინიმუმის მარჯვნივ ჭარბად მარცხენა მხარეში მინიმუმის  
 იქნება ჩამოყვარების ექსპონენციალური, კარგი ელექტრონიკური მუშა-  
 ბუნებისა და გადართვის კონფიგურაციის აქტიური მრეწველური ენერჯეტიკული-  
 ბის პირობებში, ექსპონენციალური მინიმუმის გაფართოებასთან დაკავშირ-  
 ვებული მანომეტრიკული რეკონსტრუქციის მიხედვით მინიმუმის.

ფიზიკური რეკონსტრუქციის განხილვის დროს გარკვეულია,  
 რომ  $J_{th}$  ფიზიკური რეკონსტრუქციის ენერჯეტიკული მუშაობის დროს დაკავშირებულია  
 მათთან, რაც მათთან დაკავშირებულია მათთან დაკავშირებულია მათთან.

გაფართოების დროს მინიმუმის პირობები არის ნაკლებად  $J_{th}$  გად-  
 ბის მიხედვით ფიზიკური რეკონსტრუქციის მიხედვით დროს, რაც მინიმუმის  
 სინტეზის დროს დაკავშირებულია. სინტეზის დროს ჭარბად მარცხენა მხარეში  
 ანტიმარცხენა მხარეში მინიმუმის მინიმუმის მინიმუმის მინიმუმის  
 საფუძველზე  $P_{th}$   $S_{th}$  სინტეზის საფუძველზე მინიმუმის გაფართოების.

L.Bychkova, O.Davarashvili, P.Eliseev, M.Saginuri, R.Chikovani, A.Shotov

OPTICAL WAVEGUIDE AND THRESHOLD CURRENT IN INJECTION HETEROLASERS IN THE 8-18 m SPECTRAL REGION

Summary

An analysis has been made of the factors affecting the threshold current density in injection heterolasers based on the  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  system in the 8-18 m spectral region. As shown by calculations the threshold current within a simple waveguide model is considerably lower than the experimentally obtained value. Under good electron confinement and gain homogeneity in the active layer, an agreement with the experiment is obtained, taking into account the surface recombination at the heterointerface.

Considering the temperature dependence of  $I_{th}$ , was found the main contribution in the  $I_{th}$  increase with temperature to be related to the increase of free carrier absorption and the gain band broadening.

For the first time in heterolaser physics the feasibility of the  $I_{th}$  increase is shown with temperature decrease, which for this system is associated with anomalous changes of the waveguide properties of the structure.

The conditions are formulated for obtaining minimum threshold currents in  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  heterolasers.



Табл. I. Значения параметров  $P$ - $n$ - $n$  структуры, используемые при расчете минимальных значений пороговых токов

№	$T_{эл}$ (°C)	$P, 10^{-10}$ (сн <sup>-2</sup> )	$n \cdot 10^{-4}$ (сн)	$n \cdot 10^{-4}$ (сн)	$N_P$	$N_a$	$N_n$	$N \cdot 10^{-4}$		$J_n \cdot 10^{-4}$ (сн <sup>2</sup> / в.снк)
								(сн <sup>2</sup> / в.снк)	(сн <sup>2</sup> / в.снк)	
I	540	5	2	2	3,9	5,7	4,5	0,7	0,9	2,5
2	600	5	3	4	3,9	5,5	4	0,7	0,6	1,7
3	660	5	5	6	3,9	5,3	3,7	0,7	0,35	I
4	760	5	8	10	3,9	5	3,2	0,7	0,13	0,8
5	540	I	2	2	4,9	5,7	4,5	3,5	0,9	2,5
6	600	I	3	4	4,9	5,5	4	3,5	0,6	1,7
7	660	I	5	6	4,9	5,3	3,7	3,5	0,35	I
8	760	I	8	10	4,9	5	3,2	3,5	0,13	0,8
9	540	5	2	2	3,9	5,7	4,5	0,7	0,3	0,8
10	540	10	2	2	3,2	5,7	4,5	0,4	0,9	2,5
11	540	10	2	2	3,2	5,7	4,5	0,4	0,3	0,8
12	540	2	2	0,5	4,5	5,7	5,3	2,5	0,9	5
13	540	2	2	0,5	4,5	5,7	5,3	0,8	0,3	5
14	540	2	2	I	4,5	5,7	4,9	2,5	0,9	3,5
15	540	2	2	I	4,5	5,7	4,9	0,8	0,3	3,5
16	540	2	2	5	4,5	5,7	3,9	2,5	0,9	1,5
17	540	2	2	5	4,5	5,7	3,9	0,8	0,3	1,5

Табл.2. Рассчитанные значения минимальных пороговых токов для р-п-п структур с параметрами, перечисленными в табл.1



$N_2$	$\alpha_p$ (см <sup>-1</sup> )	$\alpha_n$ (см <sup>-1</sup> )	$\alpha_n$ (см <sup>-1</sup> )	$\alpha_{pn}$ (см <sup>-1</sup> )	$C_\alpha$	$D_0$	$\Delta E$	$E_2 - E_3$	$\eta = \frac{E_2 - E_3}{\Delta E}$	$D_{кр}$	$D_{онт}$	$r$	$d_{онт}$ (мкм)	$\gamma = \frac{1-C_\alpha}{1-C_\alpha}$	$\gamma_n \left( \frac{A}{cm} \right)$ $\gamma_{int} = 0,91$	$\gamma_n \left( \frac{A}{cm} \right)$ $\gamma_{int} = 0,91$
1	40	32	10	25	-0,18	1,3	12,5	18	1,44	0,6	1,9	0,65	1	1,46	13	130
2	40	69	13	27	-1	0,8	14,5	15,5	1,07	0,25	1,1	0,33	0,6	2	19	190
3	40	190	31	36	-3	0,8	13	14,5	1,12	0,3	1,1	0,33	0,6	1,5	32	320
4	40	770	56	48	-11	0,8	10,5	15	1,43	0,6	1,4	0,52	0,7	1,08	93	930
5	2	32	10	6	-1,3	0,8	8,5	12,5	1,47	0,6	1,4	0,51	0,7	1,4	9	90
6	2	69	13	8	-2,9	0,8	6	14,5	2,42	0,9	1,7	0,6	0,8	1,2	15	150
7	2	190	31	17	-5,7	0,8	3,5	14,5	4,14	1,1	1,9	0,64	2	1,1	79	790
8	2	770	56	29	-17	0,8	1	15	15	1,3	2,1	0,68	4,1	1	516	5160
9	40	96	30	35	-1,2	0,8	12,5	18	1,44	0,6	1,4	0,68	0,8	1,5	26	260
10	115	32	10	63	0,4	1,8	12,5	22,5	1,8	0,7	2,5	0,74	1,4	1,6	20	200
11	115	96	30	73	-0,3	1,4	12,5	22,5	1,8	0,7	2,1	0,68	1,2	1,4	38	380
12	10	32	1	6	-1,3	0,8	4,5	12,5	2,78	0,9	1,7	0,6	1,6	1,3	20	200
13	30	96	1	16	-2,7	0,8	4,5	12,5	2,78	0,9	1,7	0,6	1,6	1,18	43	430
14	10	32	2	6	-1,3	0,8	8,5	12,5	1,47	0,6	1,4	0,51	0,7	1,4	9	90
15	30	96	2	16	-2,5	0,8	8,5	12,5	1,47	0,6	1,4	0,51	0,7	1,28	20	200
16	10	32	19	15	-0,6	0,8	12,5	18	1,44	0,6	1,4	0,51	0,8	1,6	12	120
17	30	96	19	25	-1,9	0,8	12,5	18	1,44	0,8	1,4	0,51	0,8	1,33	24	240

Табл.3. Ошибки в оценке  $\alpha_0$  при различных толщинах  $d$  активной области



$\Delta E$	$P_3 \cdot 10^{-18}$ (с.л. <sup>-3</sup> )	$n_a \cdot 10^{-18}$ (с.л. <sup>-3</sup> )	$n_j \cdot 10^{-18}$ (с.л. <sup>-3</sup> )	$N \cdot 10^{-4}$ ( $\frac{с.л.^2}{в.сек}$ )	$N_a \cdot 10^{-4}$ ( $\frac{с.л.^2}{в.сек}$ )	$N_n \cdot 10^{-4}$ ( $\frac{с.л.^2}{в.сек}$ )	$\alpha_0$ (с.л. <sup>-1</sup> )	$\alpha_{пр}$ (с.л. <sup>-1</sup> )	$C_{\alpha}$	$d$ (мм)	$r$	$\alpha_{изл.}$ (с.л. <sup>-1</sup> )	Ошибка
4,5	2	2	0,5	2,5	0,9	5	32	6	-1,3	1,6	0,6	21,6	30%
4,5	2	2	0,5	2,5	0,9	5	32	6	-1,3	3	0,85	28,1	12%
4,5	2	2	0,5	2,5	0,9	5	32	6	-1,3	7	0,99	31,7	0,8%
8,5	2	2	1	2,5	0,9	3,5	32	6	-1,3	0,7	0,5	19,6	40%
										2	0,8	26,8	16%
										5	0,98	31,5	1,6%
12,5	2	2	5	0,8	0,3	1,5	96	25	-1,9	0,8	0,51	61	64%
										2	0,85	85,4	11%
										3,5	0,97	94	2%

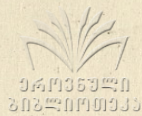


Табл. 4. Расчет  $\frac{\gamma_p}{\gamma_{па}}$  для различных соотношений концентрации носителей в слоях

$p \cdot 10^{-18}$ (см <sup>-3</sup> )	$n_a \cdot 10^{-18}$ (см <sup>-3</sup> )	$\mu_{na} \cdot 10^{-4}$ ( $\frac{\text{см}^2}{\text{В.сек}}$ )	$\mu_p \cdot 10^{-4}$ ( $\frac{\text{см}^2}{\text{В.сек}}$ )	$\Delta E_g$ (эВ)	$\frac{\gamma_p}{\gamma_{па}}$ (°K)
5	2	0,9	0,7	0,06	$1,6 \cdot 10^4$
5	3	0,6	0,7	0,06	$1,3 \cdot 10^4$
5	5	0,35	0,7	0,06	$4 \cdot 10^3$
5	8	0,13	0,7	0,06	$3 \cdot 10^3$
10	2	0,9	0,4	0,06	$2,7 \cdot 10^4$
10	3	0,6	0,4	0,06	$2 \cdot 10^4$
10	5	0,35	0,4	0,06	$1,1 \cdot 10^4$
10	8	0,13	0,4	0,06	$4,7 \cdot 10^3$

Табл. 5. Значения сомножителя  $F$  при различных соотношениях  $d$  и  $L_D$

$L_D$ (мкм)	$d$ (мкм)	$g$ (мкм <sup>-1</sup> )	$f$	$F$
1	1	0,86	0,76	1
	2	0,715	0,47	1,02
	3	0,595	0,31	1,08
	5	0,437	0,158	1,27
2	1	0,86	0,924	1
	2	0,715	0,760	1
	3	0,595	0,591	1,02
	5	0,437	0,365	1,02

Табл.6. Расчетные значения минимальных пороговых плотностей токов с учетом поверхностной рекомбинации на гетерограницах

$P_s \cdot 10^{-10}$ ( $\text{сн}^{-2}$ )	$n_s \cdot 10^{18}$ ( $\text{сн}^{-3}$ )	$n_p \cdot 10^{18}$ ( $\text{сн}^{-3}$ )	$J_p \cdot 10^4$ ( $\frac{\text{сн}^2}{\text{в.сек}}$ )	$J_{\alpha} \cdot 10^4$ ( $\frac{\text{сн}^2}{\text{в.сек}}$ )	$J_n \cdot 10^4$ ( $\frac{\text{сн}^2}{\text{в.сек}}$ )	$\alpha_p$ ( $\text{сн}^{-1}$ )	$\alpha_a$ ( $\text{сн}^2$ )	$\alpha_n$ ( $\text{сн}^{-1}$ )	$\alpha_{pn}$ ( $\text{сн}^2$ )	$c_{\alpha}$	$D_c$	$\eta$	$D_{кр}$	$d_{\text{длт}}$	$d_{\text{длт}}$ ( $\text{мкм}$ )	$\frac{J_n}{n} \frac{A}{\text{сн}^2}$ $S_p = 0$	$D$	$S$	$\frac{r_{\text{эф}}}{\tau}$	$\frac{J_n}{n} \frac{A}{\text{сн}^2}$ $S_p = 3,5 \cdot 10^4 \frac{\text{сн}}{\text{сн}}$
5	2	2	0,7	0,3	0,3	40	96	30	35	0,1	1,5	1,44	1,2	2,1	1,2	400	0,4	0,47	0,3	I330
10	2	2	0,4	0,3	0,3	115	96	30	73	-0,3	1,4	1,8	1,8	2,1	1,8	380	0,4	0,47	0,3	I260
2	2	0,5	0,8	0,3	5	30	96	1	16	-27	0,8	2,78	1,6	1,7	1,6	430	0,53	0,47	0,3	I430
2	2	1	0,8	0,3	3,5	30	96	2	16	-2,7	0,8	1,47	0,7	1,4	0,7	200	0,23	0,47	0,2	I000
2	2	5	0,8	0,3	1,5	30	96	19	25	-1,9	0,8	1,44	0,8	1,4	0,8	240	0,27	0,47	0,2	I200

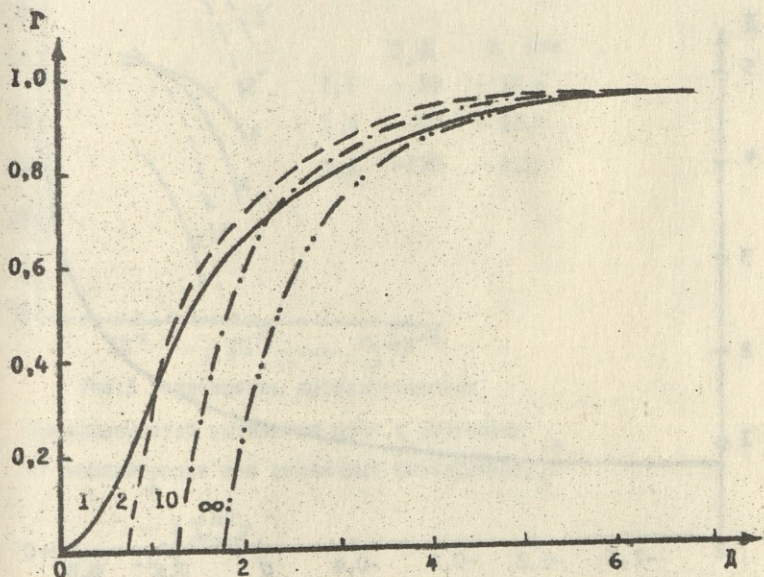


Рис. I. Зависимость параметра оптического ограничения  $\Gamma$  от приведенной толщины  $D$  волновода при различных  $\eta$ .

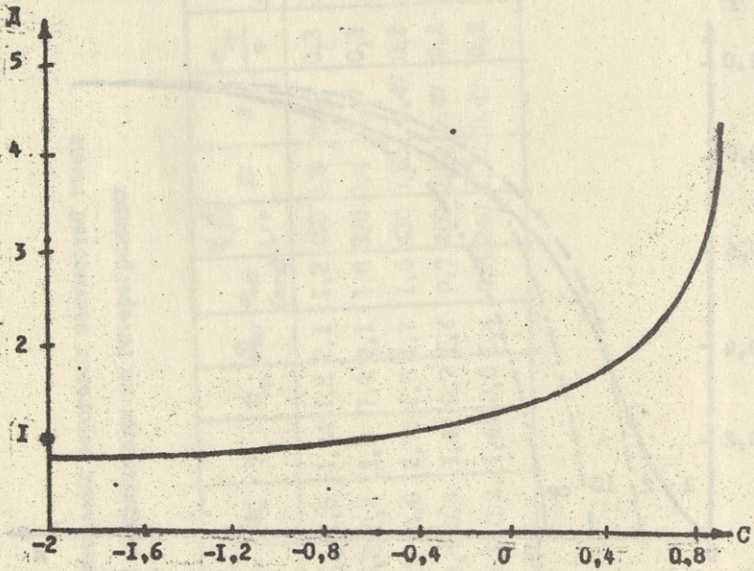


Рис.2 Зависимость оптимальной приведенной толщины симметричного волновода от параметра  $C_\alpha$ .

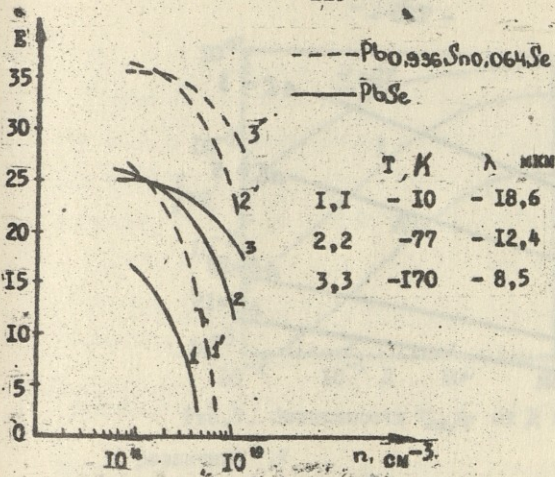
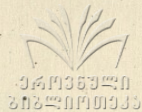


Рис.3 Зависимость диэлектрических проницаемостей активного слоя и эмиттеров от концентрации при различных температурах.

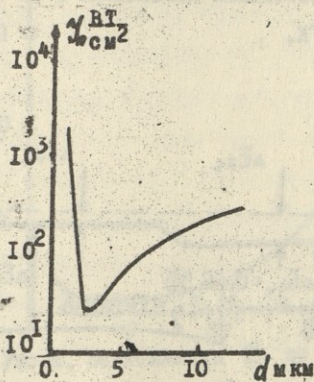


Рис.4. Зависимость  $L_n(d)$  для гетеро-структуры  $n-Pb_{0.94}Sn_{0.06}Se/n-PbSe$  при  $T=770K$ ,  $\lambda=12,4$  мкм,  $L=0,46$  мм.



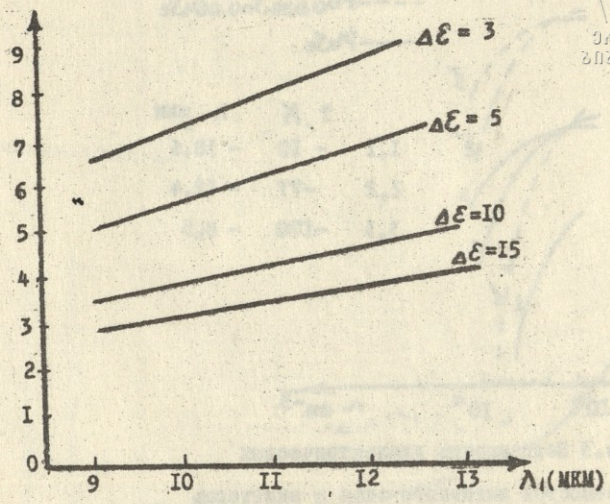
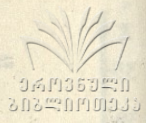


Рис. 5. Минимальные толщины, при которых определяется поглощение свободными носителями в активной области  $T=77^{\circ}\text{K}$ .

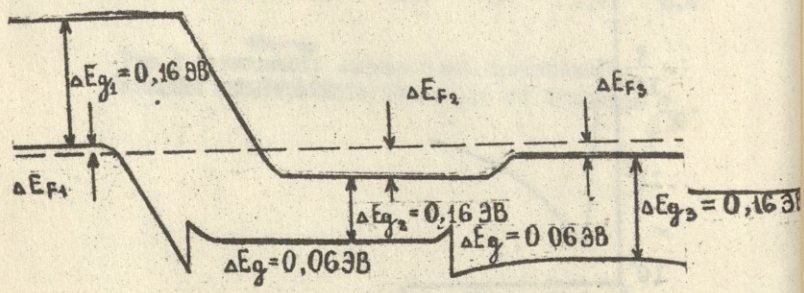


Рис. 6. Гипотетическая зонная диаграмма ДГС  $p\text{-PbSe}/n\text{-Pb}_{0,04}\text{Sn}_{0,06}\text{Se}/n\text{-PbSe}$  ( $T=77^{\circ}\text{K}$ )

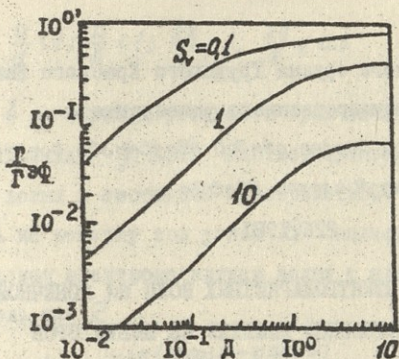


Рис. 7. Зависимость  $\tau_{эф}/\tau$  от  $D$  при различных  $S$ .

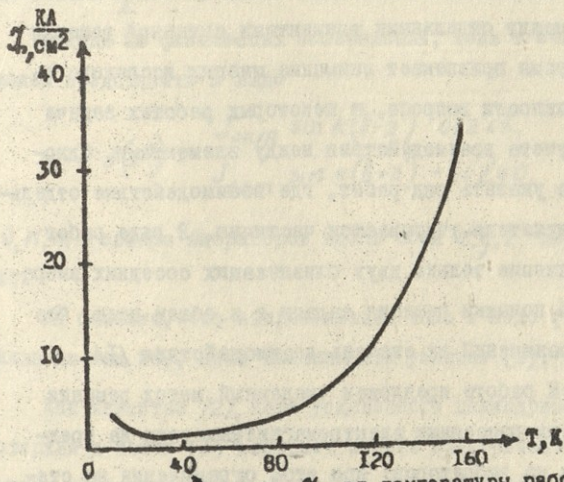


Рис. 8. Зависимость  $\lambda$  от температуры работы лазерной гетероструктуры

$$n_s = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad n_a = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

$$p_s = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$$

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА КОНЕЧНОЙ  
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ РЕШЕТКЕ ИЗ ВИБРАТОРОВ

Р.С.Поповиди-Заридзе, Г.М.Талаквადзе, З.С.Цверикмазашвили

В связи с разработкой многоэлементных антенных систем учет влияния между отдельными элементами антенной решетки в настоящее время привлекает внимание многих исследователей. Ввиду сложности вопроса, в некоторых работах задача решается без учета взаимодействия между элементами. Одновременно можно указать ряд работ, где взаимодействие отдельных частей излучателя учитывается частично. В ряде работ учитывается влияние только двух близлежащих соседних вибраторов. Сделаны попытки решения задачи и в общем виде, без каких-либо ограничений на степень взаимодействия  $/I/$ .

В настоящей работе предложен численный метод решения пассивной задачи рассеяния электромагнитных волн на трехмерной решетке из вибраторов; при этом ограничения на степень взаимодействия снимаются.

Рассматривается пространственная решетка, составленная из конечного числа диполей с круговым поперечным сечением длиной  $2b$  и радиусом  $a$ , удовлетворяющих следующим условиям:

$$\frac{a}{\lambda} \ll 1; \frac{a}{d} < 1; \frac{a}{h} < 1; \frac{2b}{t} \ll 1; \frac{2b}{\lambda} \ll 0.5 \quad (1)$$

где  $d, t, h$  - периоды решетки в трех взаимоперпендикулярных направлениях  $y, z, h$  соответственно, а  $\lambda$  - длина падающей волны в свободном пространстве.

Пусть на решетку под углом  $\theta$  падает плоская, монохроматическая электромагнитная волна с электрическим вектором вдоль оси  $Z$

$$E_z^i = e^{-ik(x \cos \theta - y \sin \theta)} \quad (2)$$

Здесь  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ .

Исходя из физических соображений, токи в стержнях можем представить в виде

$$J(z') = \begin{cases} J_{\nu n m} \sin k(b - z') & 0 \leq z' \leq b, \\ J_{\nu n m} \sin k(b + z') & -b \leq z' \leq 0, \end{cases} \quad (3)$$

$\nu, n, m$  - номера вибраторов вдоль осей  $x, y, z$  соответственно.

Мы считаем, что аппроксимация тока в виде (3) справедлива до тех пор, пока выполняется условие (1).

Как известно [2], поле уединенного цилиндрического стержня с током (3) содержит в себе электрическое поле с двумя компонентами  $E_z$  и  $E_\rho$  и магнитное поле с единственной компонентой  $H_\varphi$  ( $\rho, \varphi, z$  - цилиндрические координаты). В дальнейшем из них мы используем лишь  $z$  - составляющую электрического поля, которая выражается так:



$$E_z = \frac{i\gamma_0}{4\pi} J_0 \left( 2 \cos kb \frac{e^{ik\gamma_0}}{\gamma_0} - \frac{e^{ik\gamma_1}}{\gamma_1} - \frac{e^{ik\gamma_2}}{\gamma_2} \right), \quad (4)$$

где  $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2$  - соответственно, расстояния от точки наблюдения до середины и его нижнего и верхнего концов,  $\gamma_0$  - волновое сопротивление свободного пространства,  $J_0$  - амплитуда тока.

Мы будем считать, что токи, возбужденные падающей волной, в любом элементе рассматриваемой многовibratorной системы имеют распределение (3), а  $E_z^S$  - поле, переизлученное каждым из них, выражается в виде (4). Для учета взаимодействия между элементами мы припишем перед каждым переизлученным полем коэффициент, который впоследствии определим из граничных условий. Исходя из этого, будем искать  $Z$  - составляющую рассеянного от решетки суммарного электрического поля в виде

$$E_z^S = \sum_{\nu=0}^P \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N J_{\nu nm} \left( 2 \cos kb \frac{e^{ik\gamma_0^{\nu nm}}}{\gamma_0^{\nu nm}} - \frac{e^{ik\gamma_1^{\nu nm}}}{\gamma_1^{\nu nm}} - \frac{e^{ik\gamma_2^{\nu nm}}}{\gamma_2^{\nu nm}} \right),$$

$$\gamma_0^{\nu nm} = \sqrt{(x-\nu h)^2 + (y-nd)^2 + (z-sm)^2},$$

$$\gamma_1^{\nu nm} = \sqrt{(x-\nu h)^2 + (y-nd)^2 + (z+b-sm)^2},$$

$$\gamma_2^{\nu nm} = \sqrt{(x-\nu h)^2 + (y-nd)^2 + (z-b-sm)^2}, \quad (5)$$

где  $M, P$  и  $N$  - номера крайних элементов вдоль  $x, y$  и  $z$  осей соответственно.

Граничные условия, которые пишем на поверхности идеаль-

но проводящих элементов решетки выражаются так:

$$\int_{-b}^b (E_z^i + E_z^s) dz' \Big|_{\substack{y = \eta d, x = a - \mu h \\ z = z' + qs}} = 0 \quad (6)$$

Таким образом, мы производим усреднение граничных условий вдоль координаты  $z$  и одновременно, учитывая неравенства (I), пользуемся локальными граничными условиями вдоль координат  $x$  и  $y$ .

В развернутом виде условия (6) запишутся так:

$$2b e^{-ik[(a-\mu h)\cos\theta_0 - yd\sin\theta_0]} + \sum_{\nu=0}^P \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N J_{\nu nm} \left\{ 2\cos k b \int_{-b}^b \frac{e^{ikx_0^{\nu nm}}}{\eta^{\nu nm}} dz' - \int_{-b}^b \frac{e^{ikx_1^{\nu nm}}}{\eta_1^{\nu nm}} dz' - \int_{-b}^b \frac{e^{ikx_2^{\nu nm}}}{\eta_2^{\nu nm}} dz' \right\} = 0 \quad (7)$$

при  $y = \eta d, x = a - \mu h, z = z' + qs,$

$\eta = 0, 1, 2, \dots, N; \mu = 0, 1, 2, \dots, M; q = 0, 1, 2, \dots, P.$

Входящие в (7) интегралы можно свести с помощью простых преобразований к обобщенным интегральным синусу и косинусу, которые хорошо табулированы. Однако, ввиду того, что данные интегралы были рассчитаны на ЭВМ, целесообразно их оставить без изменения.

После несложных преобразований уравнения и выделений действительной и мнимой частей, имеем:

$$\sum_{\nu=0}^P \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left( J'_{\nu nm} A_{\nu nm}^{\eta \mu q} + J''_{\nu nm} B_{\nu nm}^{\eta \mu q} \right) = -\cos \alpha_{\mu \eta} \quad (8)$$

$$\sum_{\nu=0}^P \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left( -J'_{\nu nm} B_{\nu nm}^{\eta \mu \varphi} + J''_{\nu nm} A_{\nu nm}^{\eta \mu \varphi} \right) = \sin \alpha_{\eta \mu \varphi},$$

где введены следующие обозначения:

$$A_{\nu nm}^{\eta \mu \varphi} = \int_{-\delta}^{\delta} \left[ 2 \cos(2\pi \nu \xi) \cdot f(\xi) - f(\nu) - f(-\nu) \right] d\xi,$$

$$B_{\nu nm}^{\eta \mu \varphi} = \int_{-\xi}^{\xi} \left[ 2 \cos(2\pi \nu \xi) \cdot \varphi(\xi) - \varphi(\nu) - \varphi(-\nu) \right] d\xi, \quad (9)$$

$$f(\Delta) = \frac{\cos \left[ 2\pi x_{\nu nm}^{\eta \mu \varphi}(\Delta) \right]}{x_{\nu nm}^{\eta \mu \varphi}(\Delta)}, \quad \varphi(\Delta) = \frac{\sin \left[ 2\pi x_{\nu nm}^{\eta \mu \varphi}(\Delta) \right]}{x_{\nu nm}^{\eta \mu \varphi}(\Delta)},$$

$$x_{\nu nm}^{\eta \mu \varphi}(\Delta) = \sqrt{[A - (\nu - \mu)H]^2 + [(\eta - n)D]^2 + [\xi + \Delta + (\varrho - m)s]^2},$$

$\Delta$  может принимать значения  $0, \delta, -\delta$ .

$J_{\nu nm} = J'_{\nu nm} + iJ''_{\nu nm}$ ;  $J'_{\nu nm}$  и  $J''_{\nu nm}$  — действительная и мнимая части комплексной амплитуды токов в стержнях.

Таким образом, схема решения задачи такова: сначала решается система (8) относительно неизвестных  $J'_{\nu nm}, J''_{\nu nm}$ , затем найденные значения токов подставляются в (5) и определяются рассеянные от решетки поля.

В дальнейшем нам понадобятся значения полей в дальней зоне, поэтому целесообразно привести и их выражения. После несложных преобразований для диаграммы направленности в комплексном виде из (5) можно получить следующее выражение:

$$E_z^s = 2 \frac{e^{ikz}}{\eta} \sum_{\nu=0}^P \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N J_{\nu nm} \left[ \cos(2\pi \nu \xi) - \cos(2\pi \nu \xi \cos \theta) \right] \times \quad (10)$$

$$\times e^{iR\pi \left[ (\nu H \cos \varphi - nD \sin \varphi) \sin \theta - m s \cos \theta \right]}$$

где  $\varphi$  и  $\theta$  - сферические координаты.

Анализ токов в вибраторах и рассеянных дальних полей в дальнейшем будет проведен в частном случае нормального облучения решетки  $\theta = 0$ . Далее везде будет предполагаться, что элементы решетки являются волноволновыми, т.е. соблюдается условие  $\frac{2b}{\lambda} = 0,5$ .

### Токи в вибраторах

Решив систему уравнений (8) относительно  $J'_{\nu n m}$  и  $J''_{\nu n m}$ , действительной и мнимой частей комплексного тока, можно найти амплитуду (модель) тока и его фазу по следующим формулам:

$$|J_{\nu n m}| = \sqrt{J'^2_{\nu n m} + J''^2_{\nu n m}},$$

$$\Psi_{\nu n m} = \text{arctg} \frac{J''_{\nu n m}}{J'_{\nu n m}} + \kappa \pi,$$

где  $\kappa$  - целое число.

Из физических соображений ясно, что в случае синфазного возбуждения решетки, токи в вибраторах, равноудаленных от середины, должны быть равны. Поэтому в дальнейшем в таких случаях будут приведены результаты расчета соответствующих величин только для одной половины решетки. Нормированные величины токов в дальнейшем будем обозначать через  $\tilde{J}_{\nu n m}$ .

Следует указать на то, что величины  $J_{\nu n m}$  представляют собой значения амплитуд токов на вибраторах, умноженные на величину  $i\eta / 8\pi b$ .

На рис. 2-9 приведены результаты расчетов квадрата модуля и фазы токов для однослойных решеток из вибраторов в



зависимости от расстояния между ними. На рис. 2а рассмотрена 5-элементная решетка, расположенная вдоль оси  $y$  ( $Y$ -решетка). Пунктирной линией, параллельной оси абсцисс, даны величины, характеризующие уединенный вибратор, сплошные кривые соответствуют случаю взаимодействующих элементов. Отметим, что в интервале  $0.25 \leq D \leq 0.75$ , в результате взаимодействия элементов, амплитуды токов в них усиливаются. Максимальное значение токов достигается при  $D \approx 0.5$  с некоторыми малыми отклонениями. При  $D \approx 1$  амплитуды токов имеют минимум. Кривые амплитуд токов, также как и фаз, имеют общие точки пересечения в окрестности величин, характеризующих уединенный вибратор. Однако при равенстве фаз всех элементов при  $D \approx 0.5$  (рис. 2а, б) наблюдаем наличие максимальной разности между амплитудами и наоборот. Из рис. 2 б следует, что фазы токов в результате взаимодействия элементов при  $D < 0.5$  опережают фазу тока, возбужденного в уединенном вибраторе; при  $D > 0.5$  происходит обратное. Из рис. 3 видим, что общий характер изменения амплитуд токов для 13-элементной решетки аналогичен 5-элементному случаю.

Результаты расчета в случае возбуждения вибраторов с фазовым запаздыванием, когда элементы расположены вдоль оси  $x$  ( $X$ -решетка), даны на рис. 4, 5. Из рис. 4а следует, что на первом элементе амплитуда тока значительно выше остальных и в среднем равна амплитуде уединенного вибратора.

Характер изменения тока на крайних элементах отличается от характера изменения на остальных элементах. Эта осо-

бенность наглядно иллюстрируется на рис.5 для случая 7-элементной решетки.

Фазовая картина для 3-элементной решетки, данная на рис. 4 б, показывает, что при  $H \rightarrow 0$  фазы токов на всех элементах становятся равными, а при  $H \approx 1$  сдвиг фаз между соседними вибраторами равен  $2\pi$ , что легко объяснить условием возбуждения и взаимным расположением элементов решетки. Некоторые отклонения от линейного закона изменения фаз нужно объяснить взаимодействием элементов.

Сравнительно малые изменения амплитуд и фаз в случае коллинеарного расположения вибраторов ( $Z$  - решетка, см. рис.6) указывают на то, что взаимодействие элементов в осевом направлении мало и уменьшается с ростом периода решетки.

На рис.7,8 даны распределения амплитуд токов на вибраторах в случае многоэлементных решеток при различных расстояниях между элементами. На рис. 7а и 7в по оси ординат отложены величины квадратов токов, нормированные к току среднего элемента, на рис. 7б токи нормированы относительно тока в элементе с индексом  $\nu=0$ .

Как правило, для этих случаев при расстояниях между элементами, равном длине волны, наблюдается плавное стремление токов к току центрального элемента (в случае  $Y$ - и  $Z$ -решеток) или к току элемента с индексом  $\nu=0$  (в случае  $X$ -решетки). В случае равенства относительных периодов 0,25 или 0,75 (там, где это имеет смысл) наблюдается осцилляция амплитуд на краях решетки; при этом величина отклонения относительных амплитуд от единицы в случае  $Y$ -решет-



ки гораздо больше (70%), чем в случае коллинеарной решетки ( $\approx 6\%$ ).

Это еще раз подтверждает малость взаимного влияния элементов в осевом направлении. Следует отметить, что при  $H=0.5$  и  $H=1$  (рис. 7б), несмотря на несимметричность возбуждения, токи на элементах, равноудаленных от центра решетки, становятся равными. Как увидим в дальнейшем, такую же симметрию приобретают и диаграммы направленности.

Представляет интерес исследовать вопрос, при каком количестве элементов решетки ее край можно считать краем полубесконечной решетки. С этой целью были рассчитаны зависимости амплитуд токов на краях решеток от общего числа элементов (см. рис. 8) при разных периодах. Предполагая, что значения амплитуд токов на крайнем элементе (см. рис. 8г) (при  $N=30, M=15, P=20$ ) практически соответствуют токам на краях полубесконечной решетки, можно заключить следующее: наличие такого соответствия существенно зависит от периода решетки. Для  $Y$ -решетки при  $D=0.25$  и  $D=0.5$  (рис. 8а) это достигается при  $N=10$ ; что касается  $D=1$ , то здесь должно быть  $N=26$ . Аналогичную картину имеем для  $X$ -решетки (рис. 8б, в). Что касается  $Z$ -решетки (рис. 8г), то после  $P \approx 8$  для любого периода край такой решетки можно считать краем полубесконечной решетки.

Небезынтересно исследовать вопрос влияния края решетки на распределение токов в элементах, в частности, в центральном элементе, т.е. после какого числа элементов средний



элемент решетки можно считать элементом бесконечной решетки.

С этой целью были рассчитаны кривые зависимости тока на центральном элементе от общего числа вибраторов (рис. 9а,б).

В случае  $Y$  - решетки таковой можно считать решетку с  $N \gg 16$  (рис.9а) при всех периодах. В случае  $Z$  -решетки для  $S=0.75$  и  $S=1$  соответственно  $P \gg 8$ .

На рис. 10-15 приведены диаграммы направленности для различных параметров рассматриваемой системы.

Поступила 10.У1.81

Кафедра общей  
физики

### ЛИТЕРАТУРА

1. А.С.Ильинский, А.Ю.Гринев, В.В.Котов. Радиотехника и электроника, т.XXVI, № 5, 1981, 942-948.
2. Д.Уэйт. Электромагнитное излучение из цилиндрических систем, "Советское радио", Москва, 1963.

რედაქციისთვის წარმოგიგებთ, გთხოვთ დაგვიხმადოთ:

ვინაშე თქვენს ჟურნალში გამოქვეყნდა ჩემი  
მუშაურობის შედეგები  
რედაქციისთვის

გთხოვთ დაგვიხმადოთ ჩემი მუშაურობის  
შედეგების შესახებ. რედაქციისთვის  
სადაც ჩემი მუშაურობის შედეგები  
სადაც ჩემი მუშაურობის შედეგები  
სადაც ჩემი მუშაურობის შედეგები



R. Popovidi-Zaridze, G. Talakvadze, Z. Tsverikmazashvili

## DIFFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES ON A FINITE SPACE LATTICE OF DIPOLES

### Summary

The problem of diffraction of plane electromagnetic waves on a three - dimensional lattice is considered. The diffraction parameters of this system have been studied by numerical experiments.

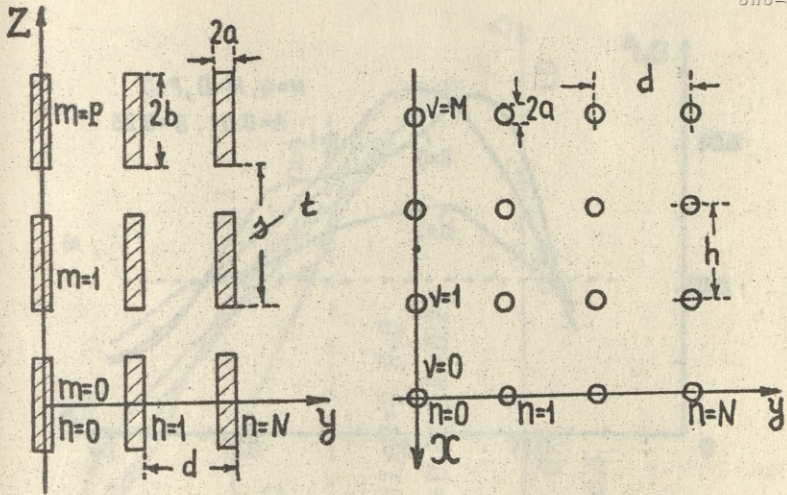


Рис. I

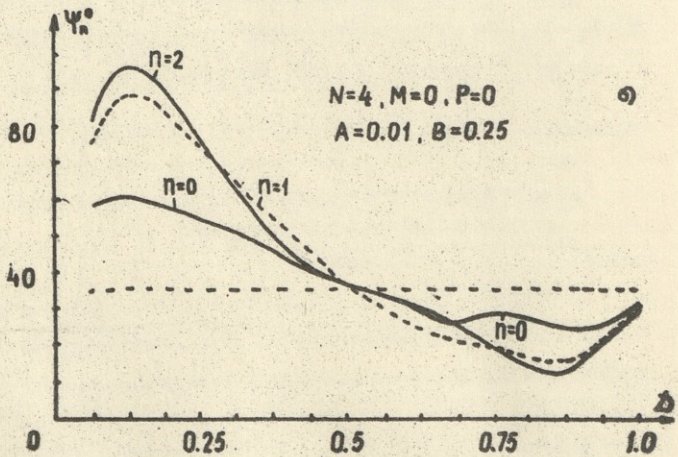
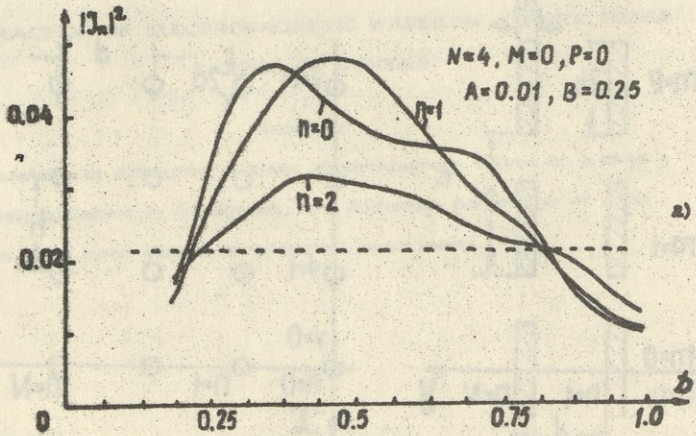
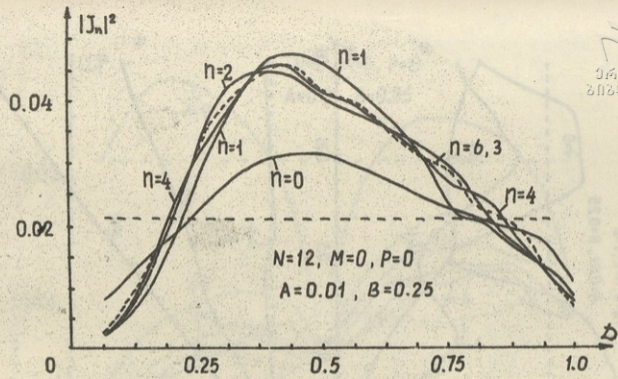


Рис. 2



$N=12, M=0, P=0$   
 $A=0.01, B=0.25$

Рис. 3



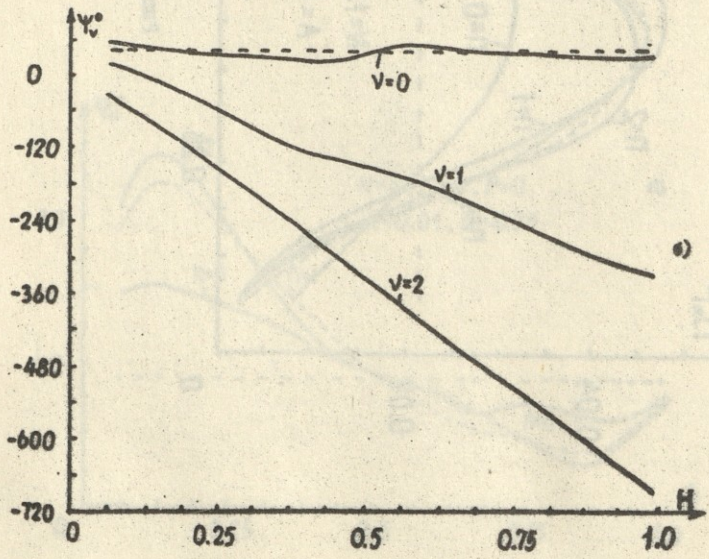
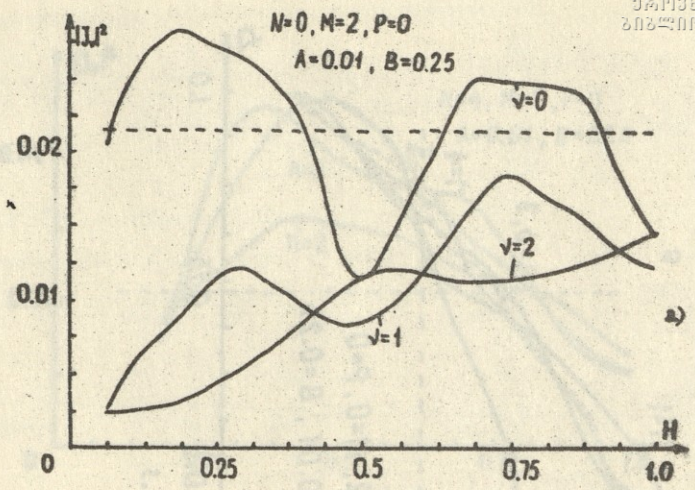


Рис. 4

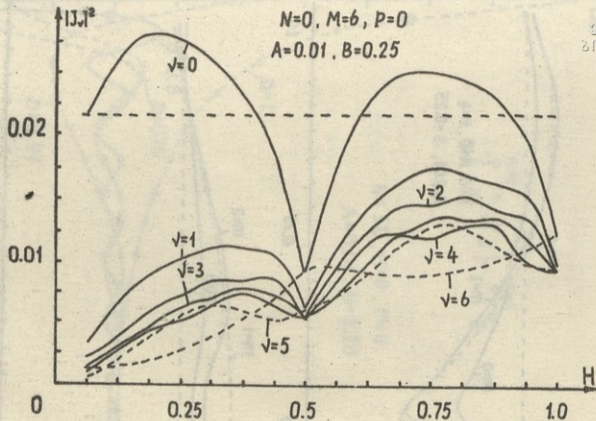


Рис. 5

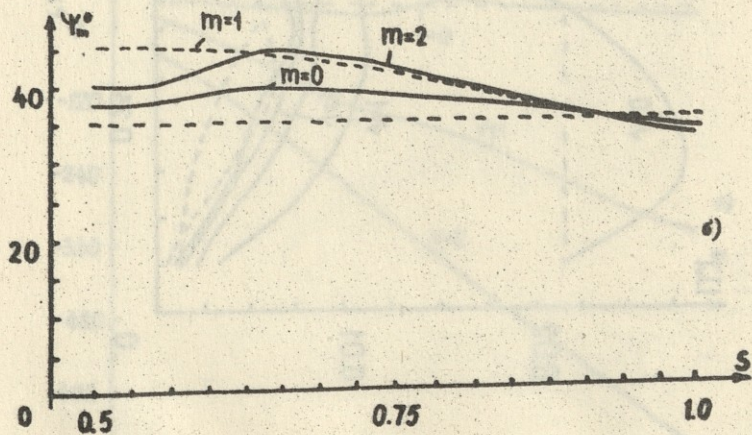
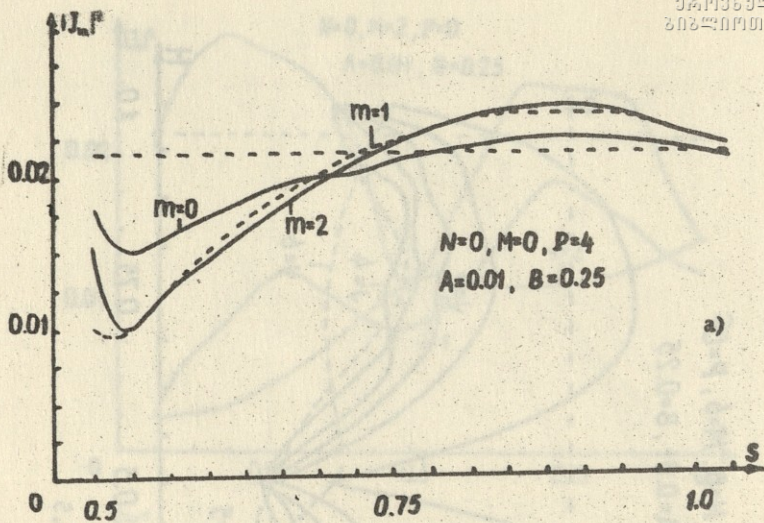


Рис. 6

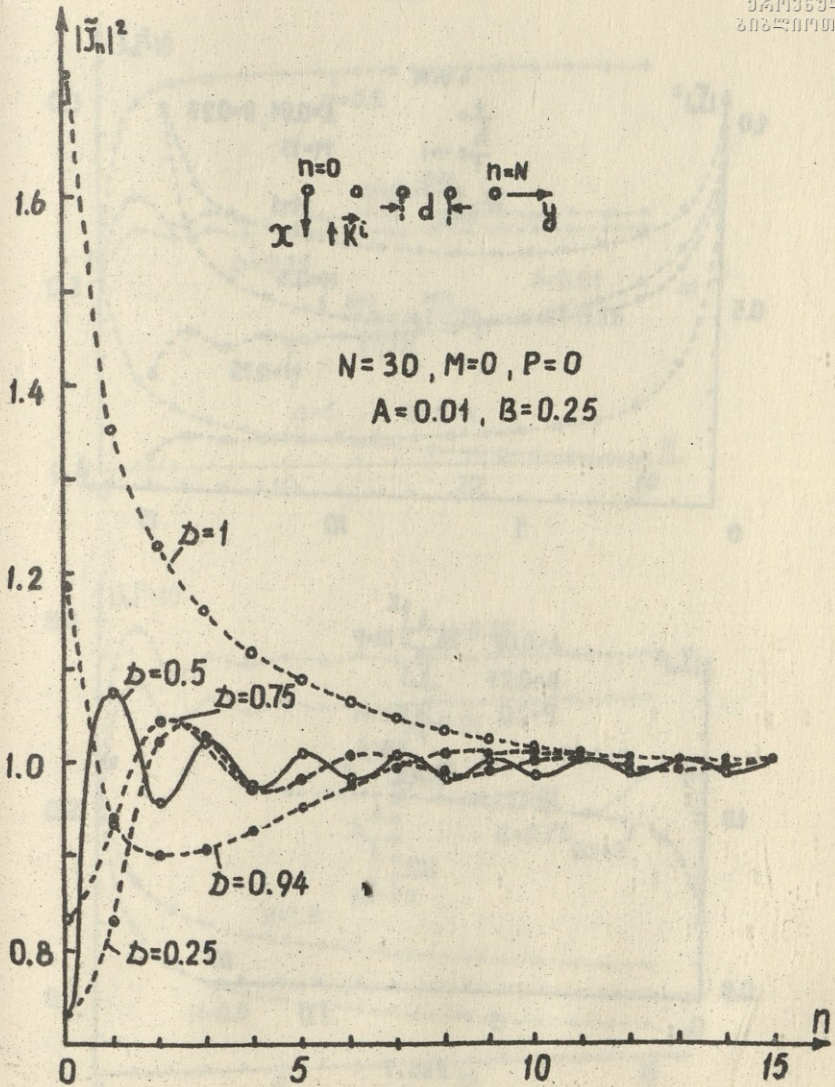


Рис. 78

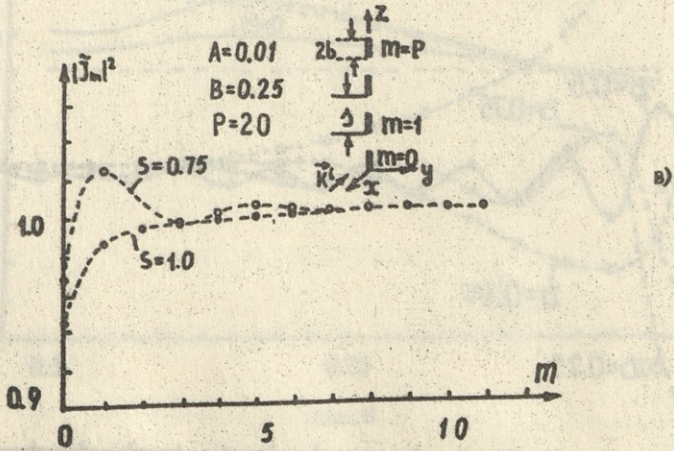
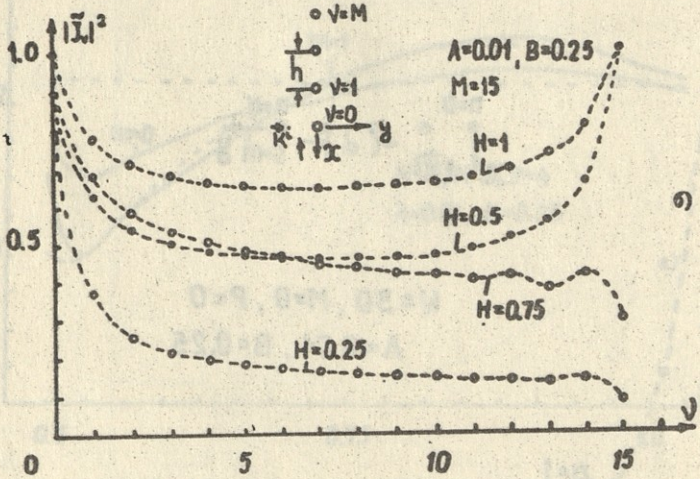


Рис. 7

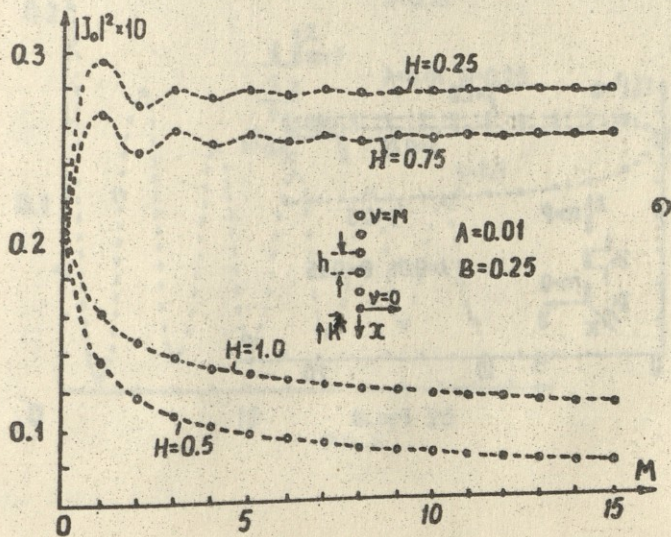
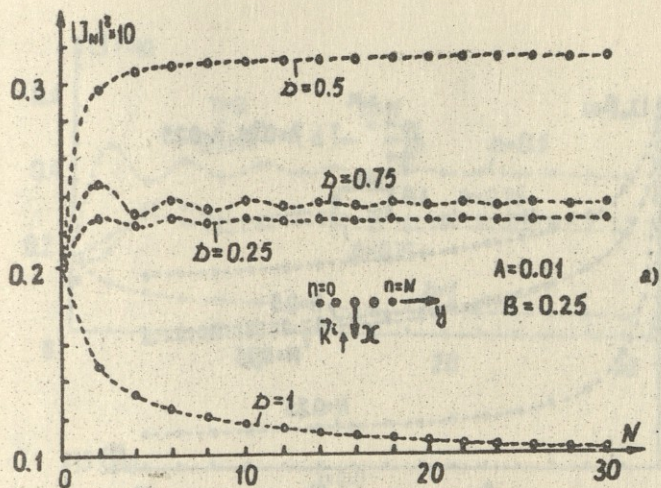


Рис. 8.

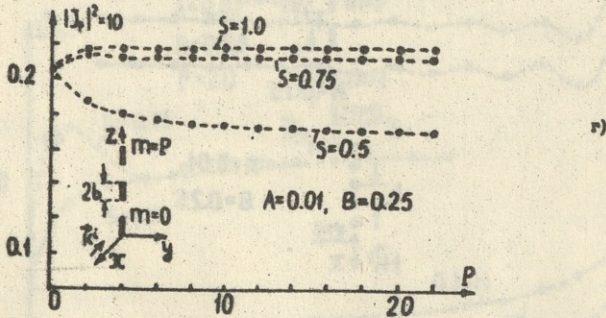
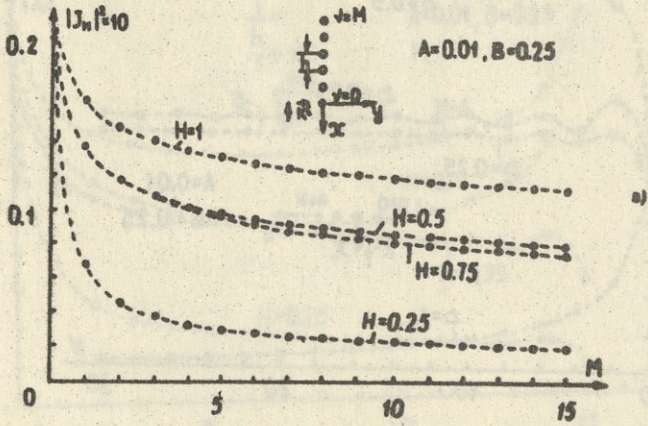
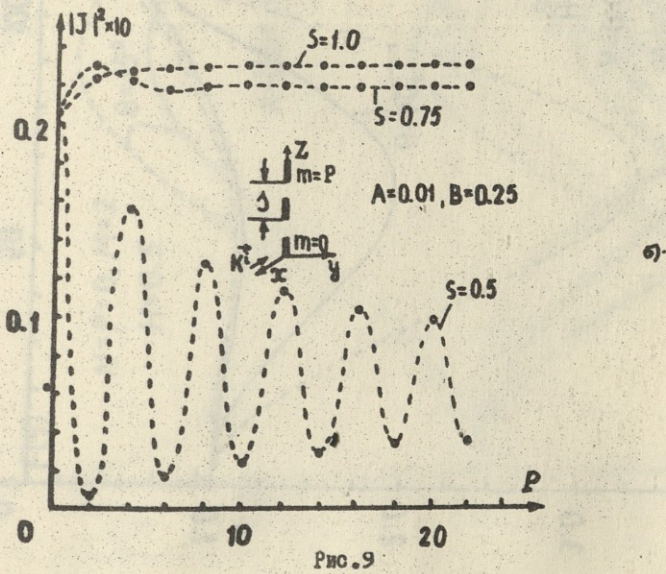
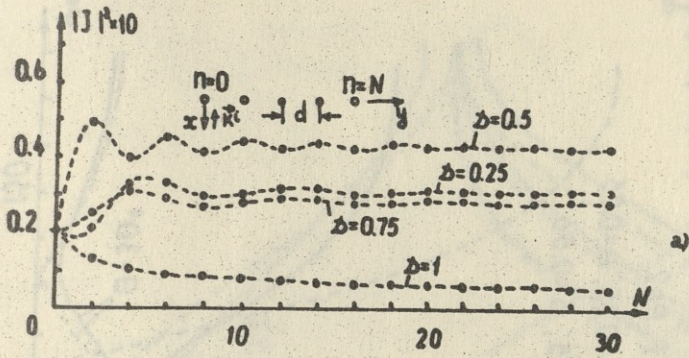


Рис. 8





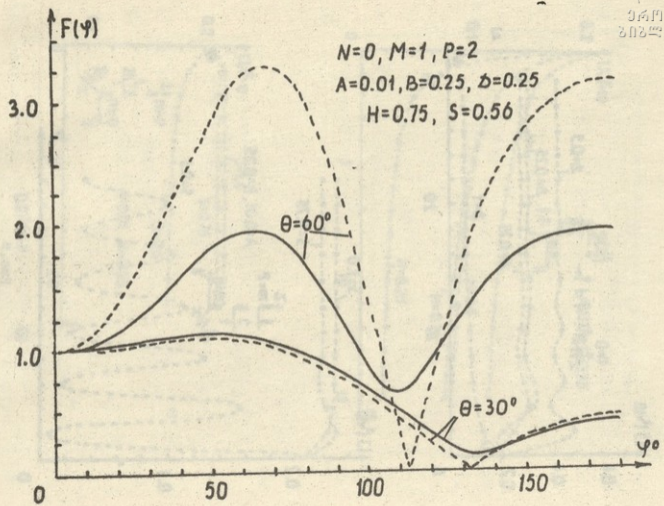


Рис. 10

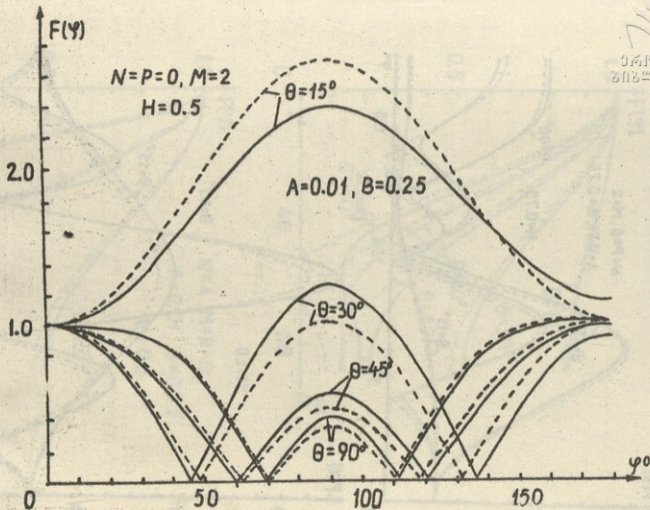
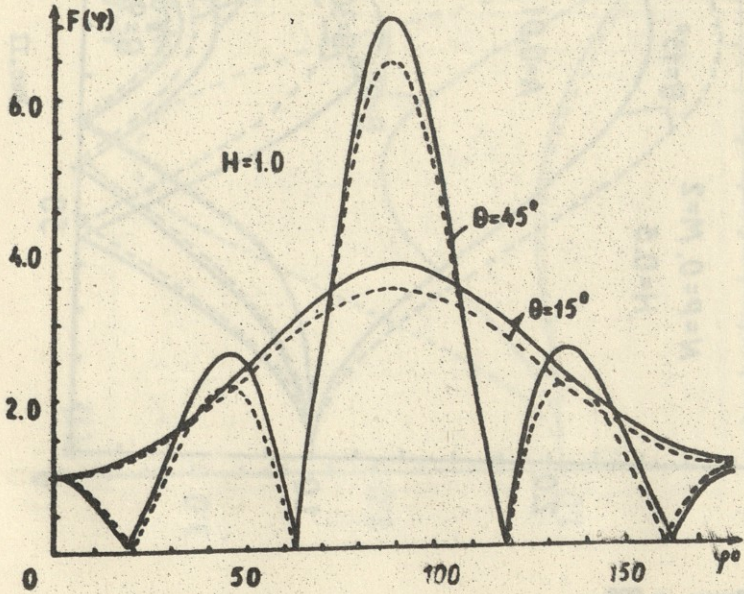
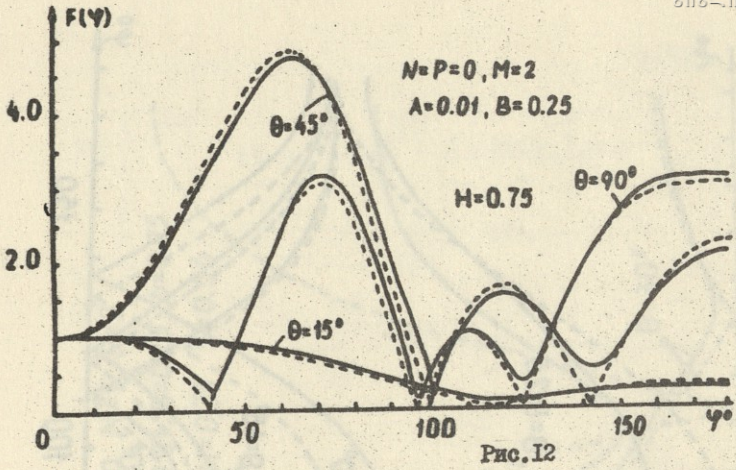


Рис. II



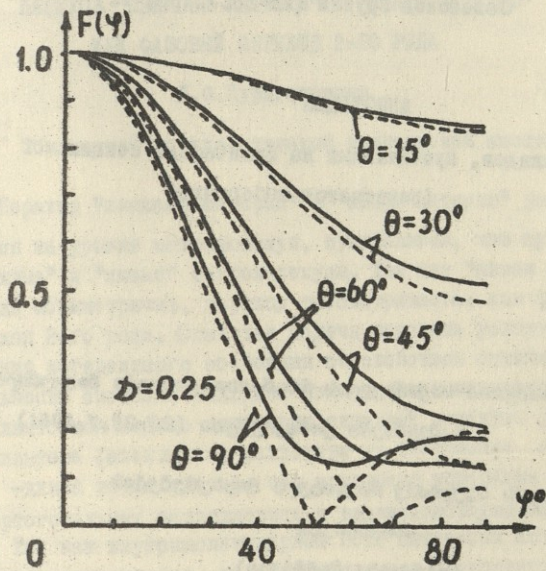


Рис. 14

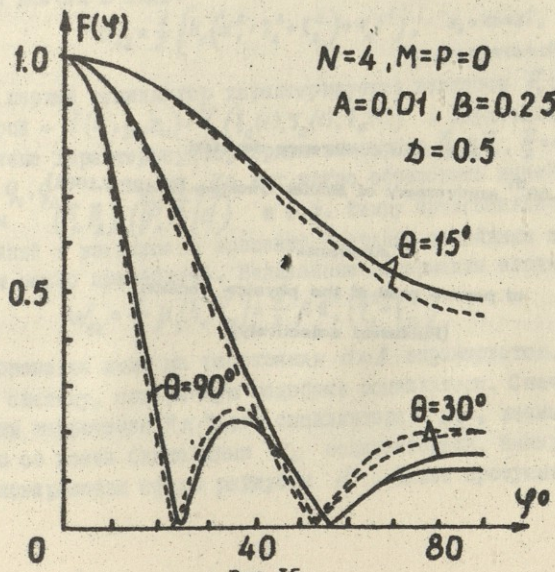
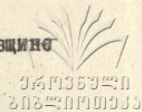


Рис. 15

Научная конференция, посвященная 60-ой годовщине  
Советской Грузии (23-28.V.1981 г.)



**АННОТАЦИИ**

**докладов, прочитанных на физической секции  
(печатается выборочно)**

**საბჭოთა საქართველოს 60 წლისთავისადმი მიძღვნილი  
სამეცნიერო კონფერენცია (23-28.V.1981)  
ფიზიკის სექციამდე წაკითხული მოხსენებების  
ანოტაციები  
(იბეჭედება შერჩევით)**

**Scientific conference devoted  
to the 60<sup>th</sup> anniversary of Soviet Georgia (23-28.V.1981)**

**Abstracts  
of papers read at the physics section  
(Published selectively)**

ПЕРЕХОД "НЕЖИВОЙ МАТЕРИИ" В "ЖИВУЮ МАТЕРИЮ"  
КАК ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД 2-ГО РОДА

Д.Ф.Курдгелაიძე

Тбилисский государственный медицинский институт

Переход "неживой материи" в "живую материю" рассматривается на уровне макромолекул, предполагая, что существуют "неживые" и "живые" макромолекулы. Так как "живая материя" всегда асимметрична, переход рассматривается как фазовый переход 2-го рода. Ставится задача выяснить условия возникновения когерентного состояния со свойством оптической активности системы. Исходной является так называемая двухосцилляторная модель оптически активной молекулы /1/: два осциллятора (электрона) разведены на расстояние  $d \gg \lambda$  ( $\lambda$  - длина волны света), они совершают колебания во взаимно ортогональных направлениях и взаимодействуют между собой. Так как внутримолекулярное поле оптически активной молекулы анизотропно, упругий потенциал электронов в молекуле дается в виде:

$$U_{12} = \frac{1}{2} \left\{ \kappa_1 (x_1^2 + \eta_2^2 + \xi_2^2) + \kappa_2 \xi_2^2 \right\}, \quad \begin{matrix} \kappa_1 = \text{const}, \\ 0 < \kappa_2 = \text{const}, \end{matrix} \quad (1)$$

где первый осциллятор характеризуется вектором  $\vec{r}_1(x_1(t), 0, 0)$ , второй -  $\vec{d}(x_0, y_0, z_0) + \vec{r}_2(\xi_2(t), \eta_2(t), \xi_2(t))$ . Двухосцилляторная система характеризуется тремя векторами  $\vec{P}_1 = q_1 \vec{r}_1$ ,  $\vec{P}_2 = q_2 \vec{r}_2$ ,  $\vec{d}$ , где  $q_1, q_2$  - заряды. Из них можно образовать линейные инварианты  $(\vec{P}_1, \vec{P}_2)$ ,  $(\vec{P}_1, \vec{P}_2, \vec{d})$  и т.д. Ввиду ортогональности колебаний и взаимности вращения системы, линейными инвариантами можно пренебречь. Нелинейные инварианты сводятся к виду:

$$W_{12} = \frac{1}{2} \beta [\vec{r}_1, \vec{r}_2] = \frac{1}{2} \beta r_1^2 (\eta_2^2 + \xi_2^2). \quad (2)$$

Кулоновское поле на расстоянии  $d \gg \lambda$  экранируется. Рассмотрим систему, содержащую подобные осцилляторы. Сначала определим лагранжиан "к"-ого осциллятора -  $L_k$ , взаимодействующего со всеми ближайшими  $n_0$  осцилляторами, находящимися на поверхности сферы радиусом  $d$ . Далее просуммируем по

всем  $N$  осцилляторам системы /по "К"/. Получаем лагранжиан системы

$$L = \frac{m}{2} \left\{ \sum_K^N \dot{x}_K'^2 + N \sum_I^{n_1} (\dot{\xi}_I'^2 + \dot{\eta}_I'^2 + \dot{\xi}_I'^2) \right\} - \frac{1}{2} \left\{ K_1 \sum_K^N x_K^2 + N \sum_I^{n_2} \left[ K_1 (\eta_I^2 + \xi_I^2) + K_2 \xi_I^2 \right] \right\} - \frac{1}{2} \beta \sum_K^N x_K^2 \sum_I^{n_2} (\eta_I^2 + \xi_I^2). \quad (3)$$

Полученную отсюда систему уравнений можно свести к виду:

$$\varphi'' - \alpha \varphi + \gamma \varphi^3, \quad \alpha = |K_1|/m, \quad \gamma = \beta/m \sum_I^{n_2} (\eta_i^2 + \xi_i^2), \quad (4)$$

$$x_K = a_K \varphi(t), \quad \eta_i = b_i \varphi(t), \quad \xi_i = e_i \varphi(t), \quad \sum_K a_K^2 = N \sum_I^{n_2} (b_i^2 + e_i^2), \quad (5)$$

$$m \xi_i'' + K_2 \xi_i = 0, \quad \xi = \xi_{oi} \cos(\omega_i t + \theta),$$

$m$  - масса электрона,  $\sum_I'$  суммирование по поверхности сферы радиуса  $d$ .

Уравнение (4) имеет два постоянных решения /2/: первое  $\varphi_0 = 0$  с полной энергией  $H_1 = -N K_2 \sum_I^{n_2} \xi_{oi}^2 > 0$ , второе  $\varphi_0^2 = \frac{\alpha}{\gamma} = 1$  с полной энергией  $H_2 = N \left\{ K_2 \sum_I^{n_2} \xi_{oi}^2 - \frac{1}{2} \frac{K_1^2}{\beta} \right\}$ .

Когда  $K_1 < 0, \beta > 0, K_2 \sum_I^{n_2} \xi_{oi}^2 < \frac{K_1^2}{2\beta}$ , имеем  $H_2 < 0$ , т.е. основное, устойчивое, состояние. Первое решение соответствует фазе "неживой материи", второе - фазе "живой материи". Энергетическая щель на один осциллятор  $\Delta = K_1^2/2\beta$ . Вводя температуру  $\frac{1}{2} K_1 T = K_2 \xi_{oi}^2$ , из  $H_2 = 0$  находим критическую температуру перехода  $T_K = K_1^2/K_2 \beta$ .

Если проквантовать колебания (4) и (5), можно определить спектр энергетических состояний осциллятора  $E_i(n)$  и составить так называемую большую статистическую сумму. Последнее дает возможность в принципе развить термодинамическую теорию данного явления.

#### Литература

Г. М. В. Волькенштейн. "Молекулы и жизнь". "Наука", стр. 232, 1965.

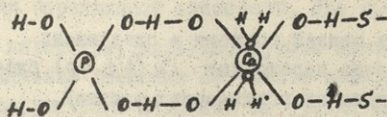
2. Д. Ф. Курдгеладзе. ЖЭТФ, 38, 1587, 1960.

### ИЗУЧЕНИЕ РОЛИ $Ca^{++}$ В БИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Н.С. Вацакмадзе, Э.Н. Чиквадзе, М.П. Шарикадзе, Н.К. Биниаури-швили

Лаборатория биофизики ТГУ

Благодаря многогранным исследованиям биологических явлений за последнее время стала известна особая роль ионов во многих жизненно-важных процессах. Электронно-микроскопические исследования в совокупности с результатами биохимических анализов, проводимых над протофибриллами поперечно-полосатых мышц, показали, что для образования мостиков между актиновыми и миозиновыми протофибриллами необходимо присутствие ионов  $Ca^{++}$ . Как следует из экспериментов, актомиозиновый комплекс образуется при непосредственном участии ионов  $Ca^{++}$ , но прямое образование кальциевых мостиков приводило бы к слишком прочным связям, в то время как в действительности контакты, образующиеся между тонкими и толстыми протофибриллами, обладают большой лабильностью. Вместе с тем известно, что ионы  $Ca^{++}$  в водной среде легко образуют гидратную оболочку  $Ca^{++} \cdot 6H_2O$ . Это позволяет нам заключить, что ионы  $Ca^{++}$  могут взаимодействовать посредством связи через гидратную оболочку с группой  $H_2PO_4^-$ , локализованной на миозине, которая образуется при фосфорилировании миозина, как показано ниже:



Расчет данного многоатомного фрагмента, моделирующего участок связывания, мы проводили методом НХФ. Решалась задача на собственные значения и собственные векторы

$$\hat{F}c_i = \epsilon_i c_i, \quad \text{где} \quad \hat{F} = \hat{H}_c + \hat{J} + \hat{K}.$$





Матричные элементы составлялись в полуэмпирическом приближении

$$[k|k] = -J_k - \sum_{n=1}^8 n_n \gamma_{nk}, \quad \gamma_{nk} = \delta_{nk} \sum_{k=1}^8 \rho_{kk} \gamma_{nk} \quad [n|k] = \eta S_{nk},$$

где  $J_k$  - потенциалы ионизации,  $\gamma_{nk}$  - кулоновские интегралы,  $S_{kn}$  - интегралы неортогональности А.О. Было использовано однопредельное приближение. Решение проводилось с применением ЭВМ в ИПМ при ТГУ.

Были получены следующие собственные значения уровней энергии, а также матрица коэффициентов (даны заняты уровни):

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= -13,660 \text{ эВ}, & \epsilon_2 &= -13,629 \text{ эВ}, & \epsilon_3 &= -13,609 \text{ эВ}, & \epsilon_4 &= -10,475 \text{ эВ}, \\ & & \epsilon_5 &= -10,361 \text{ эВ}, & \epsilon_6 &= -13,579 \text{ эВ}. \end{aligned}$$

Для изучения устойчивости мы рассмотрели одноэлектронное приближение. Составлялась матрица, элементы которой определялись следующими выражениями:

$$\begin{aligned} a_{nk}^* &= \{ [n|k] - \lambda_i S_{nk} \} + \{ [m|m] - \lambda_i \} v_k v_n + \{ [n|m] - \lambda_i S_{nm} \} v_{km} + \\ &+ \{ [k|m] - \lambda_i S_{km} \} v_{nm}, \quad v_k = -C_k / C_m. \end{aligned}$$

Состояние с энергией  $\epsilon = -13,660 \text{ эВ}$  является наиболее устойчивым.

Результаты проведенных расчетов позволяют сделать следующий вывод: гидратная оболочка  $Ca^{++}$  благоприятствует формированию единой системы водородных связей актомиозинового комплекса, что играет важную роль в механохимических процессах.

Вторая особенность таких связей состоит в следующем: лабильность системы обусловлена переходами  $Ca(4s-4p)$  благодаря близости соответствующих энергетических уровней, вследствие чего происходит "таяние" гидратной оболочки  $Ca^{++}$  и вызванное этим исчезновение связей с группой  $H_2PO_4^-$ .

#### Литература

1. М.М. Заалишвили. Физико-химические основы мышечной деятельности. "Мецниереба", 1972.

2. Сиваноглу. Многоэлектронная теория атомов, молекул.  
"Мир", 1966.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ С УЧЕТОМ  
ОДНОВРЕМЕННОГО ВЛИЯНИЯ ОРОГРАФИИ И  $\beta$  ЭФФЕКТА

Э.В.Хведелидзе

Тбилисский государственный университет

Поскольку кинетическая энергия атмосферных движений сосредоточена в основном в нижних слоях атмосферы, где наблюдаются мощные метеорологические образования - фронты, циклоны и связанные с ними струйные течения, то вполне естественно предположить, что заметная доля волновых возмущений будет генерироваться именно в нижней атмосфере и распространяться в верхнюю атмосферу.

Разнообразное влияние горных массивов на движение атмосферного воздуха, в поле силы Кориолиса, описывается уравнениями

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

Для баротронной атмосферы

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

Для бароклинной атмосферы, где  $a = -\frac{\partial \ln \zeta}{\partial x}$ ,  $b = -\frac{\partial \ln \zeta}{\partial y}$

- параметры, характеризующие влияния гор,  $\zeta = P_2/P_0$ ,  $P_2$  - значение давления на высоте поверхности гор;  $P_0$  - стандартное значение давления на уровне моря,  $F_1$  и  $F_2$  - комбинации исходного поля: остальные значения общеизвестны.

В уравнениях (1) и (2) орографические эффекты учитываются путем введения дополнительных членов в нижнее граничное условие. После оценки величин, входящих в правую часть (1) и (2), оказалось, что наиболее важно учитывать адвекцию вихря и члены, обусловленные наличием гор, т.е.

$$F_1 = F_2 = \frac{g}{\ell \eta} (H, \delta H) - \frac{\ell}{\eta} (\eta, H). \quad (3)$$

Возьмем решение типа двумерных волн  
 $H = H_0 + D e^{i(mx+ny-\sigma t)}$

для уравнения (1), а

$$H = H_0 + D \delta^j e^{i(mx+ny-\sigma t)}$$

для уравнения (2). Тогда для  $\sigma$  получаются выражения

$$\sigma = i \frac{\ell a n - m(\ell b + \beta)}{i \rho^2 + m^2 + n^2} = \sigma_1 + i \sigma_2, \quad (4)$$

где  $\rho^2 = m^2 + n^2$ .

Для того чтобы  $\sigma_2 = 0$ , необходимо

$$a) \quad m a + n b = 0, \quad (5)$$

$$b) \quad \ell a n - m(\ell b + \beta) = 0. \quad (6)$$

Условие  $\sum_n \sigma = 0$  для бароклининой атмосферы получается  
 тоже в виде (5).

Между волновыми числами и параметрами, характеризующими  
 влияния гор, получены зависимости

$$\frac{m}{n} = -\frac{a}{b} = -\frac{\omega_y}{\omega_x}. \quad (7)$$

Вычисления численных значений этих величин для Кавказ-  
 ских и Скалистых (США) гор дали

$$\omega_y = -0,12 \omega_x \quad \text{для Кавказа}$$

$$\omega_y = -4,5 \omega_x \quad \text{для Скалистых гор}$$

Так, как, когда  $\sigma_2 = 0$ , то  $\sigma_1 \neq 0$ , определили период

$$T_{\text{Кавк.}} = \frac{2\pi}{\sigma_1} = 12 \text{ сут.}, \quad T_{\text{Скал.}} = 7,6 \text{ сут.}$$

Так как протяженность Кавказских гор по параллели при-  
 близительно в 10 раз больше протяженности по меридиану, то  
 атмосферные процессы над Кавказом должны смещаться по парал-  
 лели.

Были проанализированы спутниковые карты облачности карты  
 распределения общего содержания озона, ионосферные волны,  
 имеющие вытянутую по параллели структуру (ВГБ) и данные о ра-  
 диации. Вместе с тем, для тех же данных были проанализированы  
 приземные синоптические карты и карты воздушного движения на

500 მბ поверхности.

Обнаружилось, что все рассмотренные процессы имеют более или менее вытянутую структуру по параллели над Кавказом, что подтверждает вывод, полученный теоретически при анализе прогностических уравнений.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АНИЗОТРОПНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ $p$ -GaSb ПРИ 4,2 К.

Д.И.Аладашвили, З.А.Адамия, Н.В.Гоголадзе, В.Г.Харатян

Теоретически неомичность прыжковой проводимости рассмотрена в работах /1-3/, где авторы, несмотря на близкий подход, основанный на теории протекания, приходят к различной зависимости проводимости от электрического поля. Экспериментальные исследования вольтамперных характеристик различных полупроводников дают противоречивые результаты. Решение этой проблемы требует накопления новых экспериментальных данных и тщательного анализа.

Нами было исследовано влияние анизотропной упругой деформации на вольтамперные характеристики (ВАХ) кристаллов дырочного антимонида галлия с концентрацией нескомпенсированных акцепторов при 77 К  $p=10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в области прыжковой проводимости.

Показано, что в высокоомных образцах имеет место неомическая прыжковая проводимость. Причем неомичность ВАХ зависит от величины приложенной деформации, что дает возможность получить ВАХ с заданным коэффициентом нелинейности. В низкоомных образцах ( $\rho = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) нелинейность ВАХ не наблюдается.

Исследовалось как продольное ( $\vec{J} \parallel \vec{\chi}$ ), так и поперечное ( $\vec{J} \perp \vec{\chi}$ ) пьезосопротивление. Результаты измерения существенно не отличаются друг от друга, что согласуется с теорией протекания /4/.

Анализ экспериментальных данных представляет собой сложную задачу, так как деформация меняет энергию активации



прыжковой проводимости  $\epsilon_3$  и боровский радио примесного атома; в свою очередь, электрическое поле влияет на  $\epsilon_3$  и эффективную длину прыжка. Видимо, все эти эффекты следует учитывать при интерпретации приведенных данных.

В заключение отметим, что в высокоомных образцах при подаче сильного электрического поля и последующем возвращении в область слабых полей сопротивление кристалла уменьшалось в зависимости от времени и величины подаваемой напряженности поля. Образец возвращался в исходное состояние при гелиевой температуре после предварительного его нагрева.

#### Литература

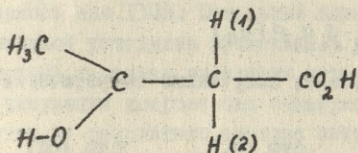
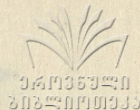
1. M. Pollak, J. Riess. *J. Phys.*, C9, 2339 (1976).
2. R. M. Hill. *Phil. Mag.*, 24, 1307 (1971).
3. Б.И.Шкловский. ФТП, 10, 1440 (1976).
4. Б.И.Шкловский. ФТП, 6, (1972):

#### СПЕКТР ЭПР ОБЛУЧЕННОГО МОНОКРИСТАЛЛА L-ТРЕОНИНА И ЕГО ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Ю.Д.Цветков, Г.А.Алманов, Н.С.Вашакмадзе, Г.Д.Кетиладзе

В работе излагаются результаты изучения структуры свободных радикалов, возникающих после облучения в монокристаллах L-треонина  $C_3H_5(OH)CH_2CO_2H$ .

Монокристаллы L-треонина получали при медленном испарении из насыщенного водного раствора. Полученные монокристаллы облучались  $\gamma$ -лучами  $Co^{60}$  при температуре 77 К. Доза облучения составляла 5 Мрад. Были получены спектры ЭПР монокристаллов, размороженных до комнатной температуры. Предполагаемая структура радикалов L-треонина схематически может быть изображена в следующем виде:



Экспериментальные значения изотропных констант СТВ для соответствующих протонов приведены ниже:

СТВ (CH <sub>3</sub> )	СТВ (H <sub>1</sub> )	СТВ (H <sub>2</sub> )	СТВ (OH)
22,3	22	20	4,5

Теоретический расчет констант СТВ сводится к определению спиновых плотностей в радикале. Сравнение спиновых плотностей, найденных теоретически со спиновыми плотностями, полученными из экспериментальных данных, позволяет построить наиболее правильную модель, соответствующую реальной структуре радикала.

Для расчета спиновых плотностей применялся метод, основанный на теории ССПХФ. Спиновые плотности вычислялись через атом- атомные поляризуемости:

$$P_{\alpha} = P_{\alpha\alpha}^{\circ} - \lambda \sum_{s=1}^M \pi_{\alpha s} P_{ss}^{\circ}$$

$$\pi_{\alpha s} = 4 \sum_{i=1}^m \sum_{j=m+1}^n \frac{C_{\alpha i} C_{s i} C_{\alpha j} C_{s j}}{\epsilon_i - \epsilon_j}$$

Для нахождения  $C, \epsilon$  решалась задача на собственные значения и собственные векторы.

$$\begin{aligned}
 \hat{F} C_i &= \epsilon_i C_i \\
 \hat{F} &= \hat{H} - \hat{Y} - \hat{N}
 \end{aligned}$$

Диагонализация матрицы проводилась с использованием ЭВМ в ИПМ. Полученные значения  $C, \epsilon$  были использованы для определения  $\pi_{\alpha s}$ :

$$\begin{array}{cccc}
 \pi_{1,2} = 0 & \pi_{1,4} = 0,013 & \pi_{2,3} = -0,041 & \pi_{2,5} = 0 \\
 \pi_{1,3} = -0,041 & \pi_{1,5} = 0 & \pi_{2,4} = 0,010 & \pi_{3,4} = 0,20
 \end{array}$$

Спиновые плотности определялись из выражения (I)

$$\begin{array}{ccc}
 P_3(1) = 0,465 & P_3(3) = 0,072 & P_3(5) = 0,201 \\
 P_3(2) = 0,192 & P_3(4) = 0,205 &
 \end{array}$$

Константы СТВ вычислялись через спиновые плотности:

$$\Delta n = \frac{v}{3k} \cdot \alpha \cdot g_2 \beta_2 \cdot \beta_n g_n \rho_s (\bar{n}_n)$$

Численные значения констант, полученные теоретически, даны ниже:

СТВ (СН <sub>2</sub> )	СТВ (Н <sub>1</sub> )	СТВ (Н <sub>2</sub> )	СТВ (ОН)
22	21,1	21,0	5,1

Константы СТВ, полученные экспериментально, практически совпадают с результатом теоретического расчета, что свидетельствует о правильности предполагаемой модели строения радикала.

### Литература

1. Р. Мак-Вини, Б. Сатклиф. Квантовая механика молекул, 1972.
2. W. Denbyshire. *J. Mol. Phys.* 5, 225, 1962.

### ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ ЭКЗОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ И ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ LiF

Б. Г. Горгиладзе, Г. М. Долидзе

В процессах термической стимуляции облученных образцов кристаллического LiF наблюдается ионный ток по объему образца, впоследствии меняются поверхностные свойства кристаллов, а соответственно и спектр термостимулированной экзонной эмиссии (ТЭЭ).

Для сопоставления параметров ионной проводимости и вызванных ими изменений в спектре ТЭЭ были проведены параллельные исследования этих явлений. На поверхность кристаллов наносился платиновый электрод в виде тонкого металлического слоя толщиной порядка 1000 Å, получаемый методом вакуумного напыления. Измерение электрического потенциала на платиновом электроде позволило контролировать возникающий при облучении рентгеновскими лучами поверхностный заряд и его релаксацию в изотермическом и термостимулированном условиях. Цикл измерений охватывал температурный интервал 130–600К. Облучение рентгеновскими лучами дозой 50 кв 10 ма 6 мин

проводилось при 130К. Остальные параметры и описание экспериментальной установки приведены в работах /1/.

Сложный характер изменения поверхностного заряда при термостимуляции впервые был обнаружен авторами /2/ косвенным путем, в результате анализа энергетического распределения экзоелектронов. Ими было высказано предположение об изменении поверхностного заряда в результате ионной проводимости. Для исследования причин и параметров этого явления мы провели экспериментальные исследования в виде прямых измерений поверхностного заряда после облучения. Отдельно исследовалась электропроводность образцов. Были проведены специальные параллельные измерения. Результаты показали, что основными параметрами, определяющими как спектр ТЭЭ, так и величину заряженности поверхности, являются температура облучения и напряжение на рентгеновской трубке, излучение которого вызывает электрическую поляризацию образца; индуцированное электрическое поле сохраняется до достижения определенной температуры, соответствующей значительному повышению подвижности ионов. Этот процесс описывается экспоненциальной зависимостью. Дальнейшая термостимуляция сопровождается перезарядением поверхности, при этом наблюдается интенсивный пик в спектре ТЭЭ. Инверсия электрического поля, вероятно, вызвана разностью между значениями подвижности ионов. Кинетические параметры, полученные приближенными вычислениями для ТЭЭ, электропроводности и релаксации поверхностного заряда, хорошо согласуются.

После естественного охлаждения, у кристаллов, выдержанных при 600К в течение нескольких часов, обнаружен эффект высоковольтной поляризации. Образцы, подвергнутые перечисленным выше воздействиям, остаются поляризованными до следующего цикла облучения. Опираясь на это явление, можно объяснить причину отсутствия воспроизводимости спектров ТЭЭ.

#### Литература

1. Г. М. Долидзе, Ю. А. Колбановский, А. С. Полак, В. С. Сакварелидзе, ХВЭ 8, 291, (1974).  
2. Y. Hayakawa and N. Oda. *Phys. Stat. Sol. (a)* 29, 117 (1975).



ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ НА ТЕРМО-  
ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ЭФФЕКТИВНОСТЬ СИСТЕМЫ  $\text{InP-InAs}$

Н.П.Кекелидзе, З.В.Квиникадзе, З.Ф.Давитая

Проблемная лаборатория  
радиационной физики твердого тела ТГУ

Как известно, термоэлектрическая эффективность  $Z$  полупроводникового материала определяется оптимальным сочетанием величин коэффициента термоэда  $\alpha$ , удельной электропроводности  $\sigma$  и коэффициента теплопроводности  $\chi$ :  $Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi}$ .

С другой стороны, радиационное воздействие в некоторых случаях может в довольно широких пределах менять величины указанных параметров, а в определенных условиях и вызывать их улучшение, что имеет несомненное практическое значение. Тем более, как показали наши ранние исследования, твердые растворы системы  $\text{InP-InAs}$  и особенно 10%-ый по  $\text{InP}$  сплав являются довольно эффективными термоэлектрическими материалами.

В данной работе исследовалось влияние жесткой радиации на термоэда, теплопроводность, а также электропроводность кристаллов  $\text{InP}$ ,  $\text{InAs}$  и ряда твердых растворов  $\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$  на их основе.

Было установлено, что нейтронная бомбардировка является весьма эффективным способом изменения величины коэффициента термоэда как  $n$ -, так  $p$ -типа проводимости, а  $\gamma$ -радиация, как и следовало ожидать, оказывает гораздо более слабое воздействие.

Были выполнены обширные исследования влияния электронного облучения (с энергией 7,5 Мэв) на теплопроводность указанных материалов. Следовало ожидать, что после облучения в результате появления дополнительных факторов рассеяния фононов теплопроводность материала уменьшится, что и повлечет за собой рост коэффициента термоэлектрической эффективности.

Действительно, в кристалле  $\text{InP}$  наблюдается ошутимый

04935740  
5132110333

спад теплопроводности: величина  $\kappa$  вблизи комнатной температуры уменьшается от 0,8 вт/см град. до  $\kappa_{обл} = 0,6$  вт/см.

град. В то же время в нелегированном арсениде индия вблизи комнатной температуры замечается даже небольшой рост  $\kappa$ , что является результатом появления в образце добавочных источников переноса тепловой энергии - электронов. В сильно легированном арсениде индия и в твердых растворах  $InP_{0,1}As_{0,9}$ ,  $InP_{0,3}As_{0,7}$  и  $InP_{0,4}As_{0,6}$  наблюдается слабое изменение  $\kappa$ .

Как и следовало ожидать, ниже 100 К почти во всех образцах после облучения наблюдается более значительное уменьшение теплопроводности, что является следствием добавочного рассеяния фононов при низких температурах на точечных дефектах, создаваемых облучением. Однако в нелегированном арсениде индия уменьшение теплопроводности, возникшее в результате рассеяния фононов на радиационных дефектах, по-видимому, полностью компенсируется увеличением в данном образце электронной доли теплопроводности.

Соответствующие расчеты показали тенденцию увеличения эффективности  $Z$ , что указывает на возможность улучшения термоэлектрических характеристик материала  $InP_xAs_{1-x}$  с помощью облучения.

### О НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ 11-ЛЕТНИХ ВАРИАЦИЙ - КОСМОГЕН- НОГО РАДИОУГЛЕРОДА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ, ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ, ИНДЕКСОВ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

М.В.Алания, А.А.Бурчуладзе, С.В.Пагава, П.Повинец,  
Г.И.Тогонидзе, С.Усачев

Кафедра ядерной физики ТГУ, отдел космических лучей Института геофизики АН СССР, кафедра ядерной физики Братиславского университета им. Я.Коменского.

Радиоуглеродные исследования /1-6/, проведенные по плану договора о научно-культурном сотрудничестве между Тбл-



лиским и Братиславским университетами, показали, что в атмосфере Земли за период 1910-52 гг. с 95-процентным доверительным интервалом обнаруживаются квазипериодические, 11-летние изменения природной концентрации космогенного радиоуглерода, со средней амплитудой  $(0,4 \pm 0,1)\%$ . Наблюдаемые 11-летние вариации  $^{14}\text{C}$  сопоставлялись с аналогичными вариациями солнечной активности  $1/4,6/$ . Количественно были оценены амплитуды вариаций  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  и  $W(t)$ , коэффициенты корреляции и времена запаздывания между их экстремальными значениями как для отдельных XУ, XУI, XУII и XУIII одиннадцатилетних циклов солнечной активности, так и для полного временного интервала наблюдений. Было выведено также уравнение регрессии прямолинейной корреляции между  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  и  $W(t)$  /5/, с помощью которой, при наличии более длинного временного ряда  $\Delta^{14}\text{C}_{\text{эксп.}}$ , можно оценить изменения чисел Вольфа в прошлом.

Однако, следует отметить, что временные вариации  $^{14}\text{C}$  в природе, помимо солнечной активности, зависят и от других гео- и астрофизических явлений. В частности, от изменения гео- и межпланетных магнитных полей, вспышечной деятельности Солнца и т.д. Поэтому существует возможность по данным  $\Delta^{14}\text{C}_{\text{эксп.}}$  качественно и количественно оценить в прошлом по времени изменение не только интенсивности космических лучей, но и параметров, характеризующих как солнечную, так и геомагнитную активность, если между этими параметрами и  $\Delta^{14}\text{C}_{\text{эксп.}}$  будет найдена множественная корреляционная связь.

Множественная корреляция между параметрами  $\Delta^{14}\text{C}(t)$ , интенсивности  $N$ -мезонной компоненты ГКЛ-  $I(t)$ , индексов солнечной и геомагнитной активности - чисел Вольфа -  $W(t)$ , среднегодовых значений гелиографических широт пятен Солнца -  $\varphi(t)$ , индексов  $K_p(t)$  и  $aa(t)$  - проводилась за интервал времени 1937-52 гг.

Уравнение регрессии множественной прямолинейной корреляции для исследуемых параметров имеет вид:

$$\Delta^{14}\text{C}_i = 0,001865 W_{i-5} + 0,136311 I_{i-5} - 0,052501 aa_{i-3} +$$

$$+ 0,006562 \varphi_{I-I} + 0,034010 K_{PI-3} - 0,393000 \dots (I)$$

Соответственно, множественный коэффициент корреляции, по настоящим расчетам, равен  $(0,95 \pm 0,01)$ .

На основе результатов, полученных при определении множественной корреляции между вышеперечисленными параметрами, имеется возможность теоретическим путем восстановить не только  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  за 1952-1980 гг. (экспериментальным путем невозможно определить значения  $\Delta^{14}\text{C}_{\text{эксп.}}$  из-за интенсивных антропогенных воздействий), но и временной ход в прошлом всех исследуемых нами параметров, если соответствующим образом будет преобразовано уравнение (I).

Коэффициент корреляции между теоретически рассчитанными данными  $\Delta^{14}\text{C}(t)$  и  $\Delta^{14}\text{C}_{\text{эксп.}}$  за 1937-1952 гг. составляет  $(0,98 \pm 0,01)$ , а средняя амплитуда вариации

$^{14}\text{C}$  за 1944-70 гг. соответственно равна  $(0,25 \pm 0,09)\%$ . Анализ настоящих и ранее полученных результатов /2,6/ дает основание считать, что средняя амплитуда вариации радиоуглерода в природе за 1910-1970 гг. составляет  $(0,34 \pm 0,09)\%$ .

Исследования в этом направлении продолжаются.

#### Литература

1. А.А.Бурчуладзе, С.В.Пагава, П.Повинец, А.Полашкова, Г.И.Тогонидзе, С.Усачев, А.Шиво, И.В.Эристави. Труды ТГУ, физика, т.203, 1978, 32.
2. A. A. Burchuladze, S. V. Pagava, P. Povinets, G. I. Togonidze, S. Usačev, 16<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf., v. 3, 1979, 200.
3. A. A. Burchuladze, S. V. Pagava, P. Povinets, G. I. Togonidze, S. Usačev. "Nature", v. 287, 1980, 320.
4. А.А.Бурчуладзе, С.В.Пагава, П.Повинец, Г.И.Тогонидзе, С.Усачев. "Известия" АН СССР, сер.физическая, т.44, №12, 1980, 2547.
5. А.А.Бурчуладзе, Д.В.Гадуашвили, С.В.Пагава, Г.И.Тогонидзе, И.В.Эристави, XI Респ.научная и научно-метод.конф.

Физиков ВУЗ СССР, Тбилиси, 1980, 107.

6. A. A. Butchuladze, S. V. Pagava, P. Povinac, G. I. Togonidze, S. Usatov.

Acta FRN Comen. Univ., Physica XXI, 1980, 181.



## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ ВИХРЕВОЙ ОБЛАСТИ В ГЕЛИИ - II В КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Г. А. Гамцемлидзе, И. И. Мирзоева, Д. Н. Цаава

Кафедра экспериментальной физики, НИЛ ФНТ.

Исследованы частотные особенности распространения вязкой волны в гелии II в до- и закритической области методом резонансного колебания диска-зонда. Оказалось, что при превышении диском-генератором критической скорости вихреобразования, в области, премыкающей к диску, затухание волны более сильное и характеризуется глубиной проникновения

$\lambda_{\text{эфф}}$ , а в более далеких областях затухание волны нормальное и характеризуется глубиной проникновения  $\lambda_n$ . Экстраполяция значений  $\lambda_{\text{эфф}}$  до пересечения с прямой, отвечающей  $\lambda_n$ , на зависимости  $\lambda_{\text{эфф}} = f\left(\frac{1}{\sqrt{\omega}}\right)$  определяет критическую частоту  $\omega_k$  колебаний диска-генератора и позволяет установить зависимость  $\omega_k = f(T)$ . Расстояние  $d$ , на котором режим закритического затухания переходит в нормальный, определяет размер вихревой области. Зависимость  $d = f(\omega)$  для разных температур разная. Однако зависимость  $d = f(\sqrt{\omega - \omega_k})$  при всех температурах описывается единой прямой, что указывает на зависимость

$d$  только от приращения частоты над критической. Температурная же зависимость расстояния  $d$  объясняется только зависимостью  $\omega_k$  от температуры.

## ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НАДЕЖНОСТЬ РЕЗЕРВИРОВАННЫХ ЦЕПЕЙ

Ш.Л.Бебиашвили, О.М.Намичеишвили, Г.А.Кучава,  
Н.С.Кобуладзе

Кафедра радиотехники ТГУ

В докладе исследована параметрическая надежность резервированных схем методом математического моделирования. Известно, что параметры резисторов и конденсаторов распределены по нормальному закону, к тому же значения номиналов находятся в интервале  $(a-3\sigma; a+3\sigma)$ , где  $a$  — среднее значение, а  $\sigma$  — среднее квадратическое отклонение  $/2/$ . Технологический процесс предусматривает выборку высокоточных изделий.

В докладе рассматривается случай, когда вышеупомянутый интервал охватывает  $\pm 20\%$  от номинала. Из этого интервала сначала выбираются элементы с  $\pm 5\%$ -ым отклонением, затем, из оставшихся выбираются элементы с разбросами параметров до  $\pm 10\%$  от номинала. Оставшиеся элементы составляют выборку от  $\pm 10\%$  до  $\pm 20\%$ . Поэтому в полученных партиях распределения параметров подчиняются усеченно-нормальному закону.

На вычислительной машине имитировались все три вида распределений. Число испытаний во всех случаях было  $N = 10000$ :

Получены следующие результаты:

$$1. \quad \sigma = n\sigma_1,$$

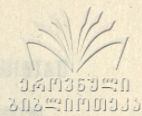
где  $\sigma$  — среднее квадратическое отклонение параметра элемента, имеющего номинальное значение  $nA$ ,  $n$  — целое число. Здесь и в последующих формулах  $\sigma_1$  означает среднее квадратическое отклонение параметра некоторого элемента, имеющего номинальное значение  $A$ .

$$2. \quad \sigma = \frac{1}{n}\sigma_1,$$

где  $\sigma$  — среднее квадратическое отклонение элемента с номинальным значением  $A/n$ .

$$3. \quad \sigma = \sqrt{n}\sigma_1,$$

где  $\sigma$  — среднее квадратическое отклонение последовательно (параллельно) включенных  $n$  резисторов (конденсаторов) с



номинальным значением  $n$ .

$$4. \quad \sigma = \frac{1}{n\sqrt{n}} \sigma_1,$$

где  $\sigma$  - среднее квадратическое отклонение параллельно (последовательно) включенных  $n$  резисторов (конденсаторов) с номинальным значением  $n$ .

$$5. \quad \sigma = \frac{1}{n} \sigma_1,$$

где  $n$  - кратность резервирования параллельно-последовательного или последовательно-параллельного включения, а  $\sigma$  - среднее квадратическое отклонение параметра данной схемы.

Таким образом, выяснилось, что параметрическая надежность резервированных схем увеличивается, и что увеличение прямопропорционально кратности резервирования.

#### Литература

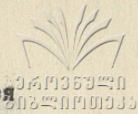
1. А.Г.Ларин, Д.И.Томашевский и др. Машинная оптимизация электронных узлов РЭА. "Советское радио". 1978.
2. А.В.Фомин, Ю.Г.Обичкин. Надежность полупроводниковых радиоустройств летательных аппаратов. "Машиностроение". 1968.

### О ВОЗМОЖНОЙ РОЛИ МЕЗОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В УСКОРЕНИИ РАСПАДА ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

Г.Г.Голошвили, Д.Ф.Курдгеладзе

Тбилисский государственный медицинский  
институт

Процессы распада тяжелых частиц в веществе и в свободном состоянии заметно отличаются друг от друга. Рассмотрим распад тяжелого бариона в сверхплотном веществе, который содержит один или несколько сортов фермионов, на которые он распадается. В этом случае вероятность распада меньше, чем в свободном состоянии, т.к. часть фазового пространства занята ферми частицами вещества. При повышении плотности вещества свободный фазовый объем, который могут за-



занять продукты распада, уменьшается и  $\Xi$ -бариион становится более долгоживущим. Когда фазовый объем, необходимый хотя бы для одного продукта распада, полностью заполнится,

$\Xi$ -бариион становится стабильным.

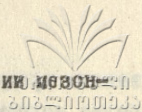
В данной работе мы хотим обратить внимание на то, что в сверхплотной ядерной материи появляется возможность выполнения законов сохранения за счет среды. Оказывается, что некоторые запрещенные каналы распадов в обычных условиях могут открываться при высоких плотностях. Например, распады гиперонов  $\Lambda \rightarrow NK$ ,  $\Sigma \rightarrow NK$ ,  $\Xi \rightarrow NKK$ ; которые должны идти по сильным каналам, в свободном состоянии запрещены энергетически. Аналогично запрещены сильные каналы распада свободных чармионов на нуклон и  $D$ -мезон.

Известно [1,2,3], что при плотности  $n_{\text{бар}} \sim n_{\pi} \cdot n_K \dots n_D \dots$  в веществе должны появиться мезонные возбуждения, несущие квантовые заряды соответственно  $\pi, K, \dots D$ -мезонов ( $\pi, K, \dots D$  - мезонные конденсаты). Химический потенциал мезонов  $\mu_{\pi} = \mu_K = \dots \mu_D = \mu_c \leq 10 \text{ МэВ}$ . Понятно, что тяжелые частицы могут избавиться от странности, чарма, прелести ... посредством испускания (или поглощения) таких возбуждений. Поэтому при плотности  $n_{\text{бар}} > 10^{39} \text{ см}^{-3}$  открываются сильные каналы распада странных, а при  $n_{\text{бар}} > 10^{41} \text{ см}^{-3}$  - чармированных частиц. Плотность, при которой происходят сильные распады сверху, ограничена условием стабильности частицы  $\epsilon_{FN} = mc^2$ .

Для того чтобы найти точное значение наименьшей энергии, которая нужна для рождения  $\pi^-$ -возбуждений, нужно решить систему уровня сверхпланового ядра материи с учетом мезонных возбуждений [4]. Но такое вычисление требует знания ядер взаимодействия, поэтому его можно осуществить только приближенно, в рамках некоторой модели. Если вычисленное значение  $\mu_{\pi}$  окажется меньше, чем величина  $(m_{\pi} - m_{\Lambda})c^2 \approx 80 \text{ МэВ}$ , то распад гиперона  $\Sigma^- \rightarrow \Lambda \pi^-$  пойдет по сильному каналу. В работе [1] отмечалось, что при  $n_{\text{бар}} \approx n_{\Lambda}$ , т.е. уже в атомных ядрах может существовать  $\pi^-$ -конденсат. Следовательно,

$\mu_{\pi}(n_{\Lambda}) \approx 0$  и условия такого распада удовлетворяются. Экспериментальное наблюдение сильного распада  $\Sigma^-$ -гипер-





ядер явится подтверждением как данной, так и теории конденсатов.

Литература.

1. А.Д.Мигдал. Фермионы и бозоны в сильных полях. "Наука", 1979.
2. В.П.Березовой, И.В.Криве, Е.Н.Чудновски. Л.Ф., т.30 вып. 4, 1979.
3. Г.Г.Голошвили, Д.Ф.Курдгеландзе. I Всесоюзная конференция по теории сверхплотных тел. Ереван, 1980.
4. Г.Заакян, Л.Григорян. Э Ч А Я, т.10, вып.5, 1979.

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА  
КОНЕЧНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ РЕШЕТКЕ ВИБРАТОРОВ<sup>x</sup>

Р.С.Поповиди-Заридзе, Г.Н.Талаквандзе,  
З.С.Цверикмазашвили

Кафедра общей физики ТГУ

---

<sup>x</sup>См. статью в настоящем сборнике.

СОДЕРЖАНИЕ

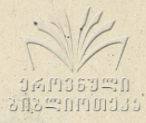


К.Д. Квавадзе, М.И.Тевдорашвили. Ближнее и дальнее рассеянное электромагнитное поле от металли- ческих пластин разной ширины . . . . .	5
Я.Г. Сулаквелидзе. Уточнение синоптико-термодинами- ческого метода прогноза ливневых осадков. . .	16
М.И. Джгаркава, Ц.И.Иоселиани. Математическое обес- печение передачи данных с автоматической ус- тановки для определения кинематических парамет- ров "Спиральный измеритель" на ЭВМ БЭСМ-6 . .	26
З.Л. Лиадзе, В.С. Мацаберидзе, З.С.Шарадзе. Внутрен- ние гравитационные волны в $F$ области ионосфе- ры в периоды магнитных бурь . . . . .	32
Ф.Г. Богданов. Дифракция волны $H_{10}$ на полубесконеч- ном диэлектрическом стержне . . . . .	43
В.Р. Гарсеванишвили, З.Р.Ментешавили, Ш.М.Эсакия. О структурных функциях глубококонепругого лептон-адронного взаимодействия . . . . .	58
А.А. Бурчуладзе, С.В.Пагава, Г.И.Тогонидзе, М.В. Алания, П.Повинец, С.Усачев. О связи солнечной и магнитной активности с вариациями радиосуглеро- да и космических лучей за 1900-1980 гг. . . . .	78
Л.П. Бычкова, О.И.Даварашвили, П.Г.Блиссеев, М.И.Са- гинури, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов. Оптический волновод и пороговый ток генерации в инжекцион- ном гетеролазере на область спектра 8-18 мкм. . .	93



**Р.С. Поповиди-Баридзе, Г.М.Талаквдзе, Э.С.Цверикма-**  
**швили. Дифракция электромагнитных волн на конечной**  
**пространственной решетке из вибраторов . . . . . I22**

**Аннотации докладов, прочитанных на физической**  
**секции . . . . . I48**



მინაწილი

ქ. გვაგაძე, მ. ჯევერიაშვილი. სხვადასხვა სიგანის სწორკუთხა  
 გამართი ფიგურების გამრეკლი ელექტრომაგნიტური  
 ველი ახლო და შორ მანძილზე . . . . . 10

ი. სურაველიძე. თავსება ნაღველების სინოტივიტი-  
 კური პრეცედიის მუხდის დამუხტვა . . . . . 24

მ. ჯორჯაძე, მ. იოსელიანი. ელემენტარული ნაწილაკების კონტა-  
 კტური პარამეტრების განსაზღვრის ავტომატური  
 დანადგარის "სპინალური ნამიოხეველის" მინაგ-  
 მების ნეკონ-მე გადამცემის მათემატიკური  
 უმრეკლეობა . . . . . 30

მ. ილიაძე, ვ. მამაძე, მ. შარაძე, მინიკანი. ვარდობადობის ფა-  
 ლური იმპლემენტის დანერგვის მათემატიკური  
 დანადგარის . . . . . 36

ფ. მკვირვაძე.  $H_{10}$  ფაქტორის დიფერენციალური  
 დიფერენციალური დიფერენციალური . . . . . 50

ვ. დარსაძე, მ. მინიკანი, მ. კახაია. რამდენიმე  
 კონტაქტ-დინამიკური ურთიერთობების სტრუქტურ-  
 ლური დიფერენციალური . . . . . 75

ა. მურველიძე, ს. ჯორჯაძე, მ. ჯორჯაძე, მ. ალანია, ვ. პეტრიაშვილი,  
 ს. უსარკვი. რამდენიმე მინიკანი და კონტაქტური სინ-  
 ვიტივის დინამიკური ურთიერთობების კონტაქტური  
 დინამიკური ავტომატური მათემატიკური პარამეტრების . . . 89

ი. მინიკანი, ი. დარსაძე, ვ. კახაია, მ. კახაია, რ. კახაია-  
 ნი, ა. მინიკანი. მათემატიკური ფაქტორული და კონტაქტ-  
 დინამიკური დინამიკური ურთიერთობების  
 სტრუქტურის მ-18 მუხდის . . . . . 110



რ. პოპოვიძე - მარნაძე, ე. ლავდაძე, მ. წვერიკიძე - მთელი, ე. ჯგერაძე

მაგნიტური ტაიპერების დიფრაქციის უბრალოებების საფუძველი

მედიკალური სასრული სივრცული მესურები . . . . . 131

ფიზიკის სექციის მედიკალური მონაცემების ანალიზები . . . . . 148

Contents



K.Kvavadze, M.Tevdorashvili. The scattered electromagnetic field of conductive rectangular plates with different width in the neighbouring and distant zones . . . . . 10

I.Sulakvelidze. Specification of the method of synoptic-thermodynamic forecasting of showers . . . . . 24

M.Jgarkava, Ts.Ioseliani. Software of data transmission with a "Spiral Reader" automatic installation for determining the kinematic parameters of elementary particles on the computer **ESCH-6** . . . . 30

Z.Liadze, V.Matsaberidze, Z.Sharadze. Internal gravity waves in the F region of the ionosphere during magnetic storms . . . . . 37

F.Bogdanov. Diffraction of  $H_{10}$  wave by a semi-infinite dielectric bar . . . . . 51

V.Garsevanishvili, Z.Menteshashvili, Sh.Esakia. On the structural functions of deep inelastic lepton-hadron interaction . . . . . 78

A.Burchuladze, S.Pagava, G.Togonidze, M.Alania, P.Povinec, S.Usacev. On the relation of solar and magnetic activity with temporal variations of radiocarbon and cosmic rays for the period 1900 - 1980 . . . . . 89

L.Bychkova, O.Davarashvili, P.Eliseev, M.Saginuri, R.Chikovani, A.Shotov. Optical wevedguide and threshold current in injection heterolasers in the 8-18 m spectral region . . . . . 111

R.Popovidi-Zaridze, G.Talakvadze, Z.Tsverikmazashvili. Diffraction of electromagnetic waves on a finite space lattice of dipoles 132

Abstracts of papers read at the physics section . . . . . 148

Редактор издательства П.Абуашвили

Подписано в печать 14.12.81

УЭ 15312 Бумага 60 x 84 Усл.печ.л. 11

Уч.-изд.л. 8,29 Тираж 300 Заказ 53

Цена 85 коп.

Издательство Тбилисского университета,  
Тбилиси, 380028, пр.И.Чавчавадзе, 14  
Типография АН Груз.ССР, Тбилиси, 380060,  
ул. Кутузова, 19

86-81

82-107  
041935321  
202201101933