

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳՐԱԴԱՐԱՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ  
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Զ Ե Կ Ո Ւ Յ Ց Ն Ե Ր  
Д О К Л А Д Ы

XXXIX, № 2

1964

Խմբագրական կոլեգիա

Редакционная коллегия

Լ. Գ. ԱՅՐԻԿՅԱՆ, կենսաբանական գի-  
տությունների բեկնածու, Ա. Թ. ԲԱՐԱՅԱՆ,  
ՀՍՍՐ ԳԱ թղթակից-անդամ, Վ. Մ. ԹԱՌԱ-  
ՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ թղթակից-անդամ, Վ. Հ.  
ՀԱՍՏԻՍԻԱՆ, ակադեմիկոս, Վ. Հ.  
ՂԱԶԱՐՅԱՆ, կենսաբանական գիտու-  
թյունների դոկտոր (պատ. խմբագրի տե-  
ղակալ), Գ. Մ. ՂԱՐԻՐՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ թղթ-  
ակից-անդամ, Ս. Հ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ  
թղթակից-անդամ, Ս. Ս. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, ՀՍՍՐ  
ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Գ. ՆԱԶԱՐԻՎ, ՀՍՍՐ  
ԳԱ ակադեմիկոս, Մ. Խ. ԶՐԱԲՅԱՆ, ՀՍՍՐ  
ԳԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագիր), Ս. Ս.  
ՍՈՊԻՆՉՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ թղթակից-անդամ:

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик, Э. Г.  
АФРИКЯН, кандидат биологических  
наук, А. Т. БАБАЯН, чл.-корресп. АН  
АрмССР, Г. М. ГАРИБЯН, чл.-корресп.  
АН АрмССР, М. М. ДЖРБАШЯН, ака-  
демик АН АрмССР (отв. редактор), В. О.  
КАЗАРЯН, доктор биологических наук  
(зам. отв. редактора), С. А. МИР-  
ЗОЯН, чл.-корресп. АН АрмССР, С. С.  
МКРТЧЯН, академик АН АрмССР, А. Г.  
НАЗАРОВ, академик АН АрмССР, О. М.  
САПОНДЖЯН, чл.-корресп. АН АрмССР,  
В. М. ТАРАЯН, чл.-корресп. АН АрмССР

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

61

**Մարեմատիկա**

Յու. Կ. Գերասիմով—Միակուսիցան թեորեմ երկու տեղախ փոփոխականներին հետքում էլիպտիկ հավասարման համար . . . . . 43

**Ֆիզիկա**

Վ. Գ. Մանուսաջյան, Լ. Մ. Յուկուշինա և Յու Մ. Վարշավսկի—Դիստրիբյուցիոններին ինֆրակարմիր ազդերները . . . . . 69  
Յան Շի—Որոշ մադնիսական վիճակների կոլեկտիվ դրոշմների մասին . . . . . 73

**Տեղական ֆիզիկա**

Յու. Մ. Արվազյան և Դ. Մ. Սեդրակյան—Էլեկտրամագնիսական ալիքների տատանողումը հարթ կիստանդերձ ալիքատարում լիցքավորված մասնիկի կողմից . . . . . 81

**Առաջագիտություն**

Լ. Վ. Միրզոյան—Ֆալակտիկայում  $O-BI$  աստղերի պարբերական խոտթյան մասին . . . . . 87

**Օգեռնոքաբանություն**

Դ. Դ. Զուբյան—Միևտրոտի մի քանի աստնանահատկությունների մասին հայտատանում . . . . . 93

**Օրգանական բիոլոգիա**

Ա. Թ. Բաբայան, Հայկական ՍՍԽ ԳԱ թղթակից-անդամ, Գ. Թ. Մարտիրոսյան, Մ. Հ. Ինֆիլյան, և Մ. Գալբյան և Ռ. Բ. Մինասյան—Զորրորդային ամենյակային աղերի հիմնային ճեղքման սեակցիայի մասնակ օրգանապես կապված բյուրի միևնույն պրոցեսի բիոլոգիա . . . . . 99

**Գեոբիոլոգիա**

Ռ. Գ. Գեորգյան—Նոր տեղեկություններ կենտրոնական հայտատանի ալիալոյին ինտրոդու

# СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

## Математика

- Ю. К. Герасимов*—Одна теорема единственности для эллиптического уравнения второго порядка с двумя независимыми переменными . . . . . 65

## Физика

- В. Г. Манусаджян, Л. М. Якушина и Я. М. Варшавский*—Инфракрасные спектры ди- и триаминоспиртов . . . . . 69
- Ян Ши*—О коллективных возбуждениях некоторых магнитных состояний . . . . . 73

## Теоретическая физика

- Ю. М. Айвазян, и Д. М. Седракян*—Возбуждение электромагнитных волн в плоском полубесконечном волноводе заряженной частицей . . . . . 81

## Астрономия

- Л. В. Мирзоян*—О парциальной плотности O--B1 звезд в Галактике . . . . . 87

## Метеорология

- Г. Д. Зубян*—О некоторых особенностях строения атмосферы над Арменией . . . . . 93

## Органическая химия

- А. Т. Бабаян, чл.-корр. АН Армянской ССР, Г. Т. Мартиросян, М. Г. Инджикян, Н. М. Давтян, и Р. Б. Минасян*—К химизму процесса минерализации органически связанного хлора при щелочном расщеплении четвертичных аммониевых солей . . . . . 99

## Геохимия

- Р. Г. Геворкян*—Новые сведения о щелочных интрузиях Центральной Армении . . . . . 107

## Геоморфология

- Г. К. Габриелян*—О растворимости эффузивных пород Армянской ССР . . . . . 113

## Физиология растений

- В. О. Казарян*—О взаимоотношении интенсивности фотосинтеза и работы устьичного аппарата в факторостатных условиях . . . . . 117

## Физиология

- А. С. Амапуни*—Влияние латерального ядра гипоталамуса на рефлекторную деятельность спинного мозга . . . . . 123

МАТЕМАТИКА

Ю. К. Герасимов

Одна теорема единственности для эллиптического уравнения  
второго порядка с двумя независимыми переменными

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. М. Джрбашяном 21/II 1964)

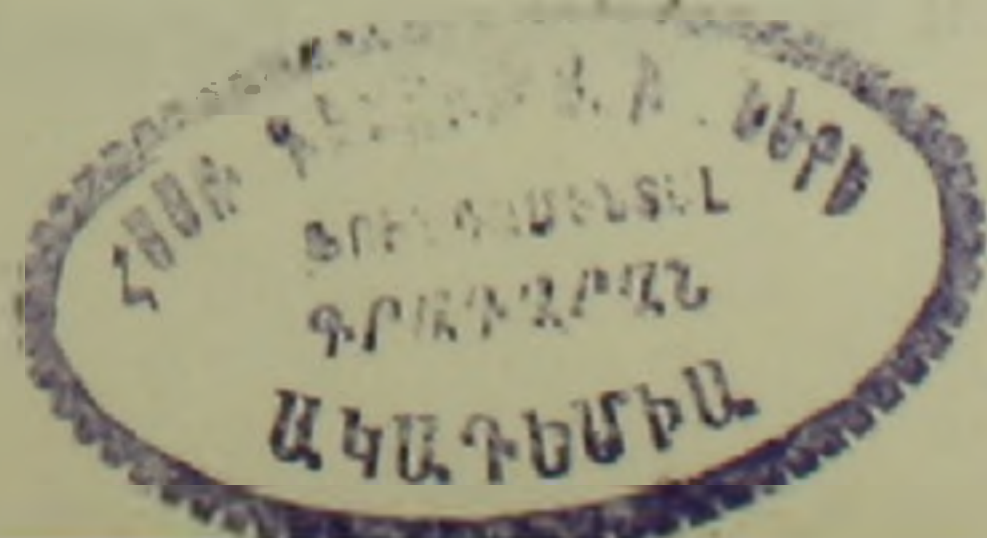
Рассмотрим эллиптическое уравнение в области  $G$

$$A \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 2B \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + C \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + D \frac{\partial u}{\partial x} + E \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

где  $A(x, y)$ ,  $B(x, y)$ ,  $C(x, y)$  — непрерывные и ограниченные в  $\bar{G}$  функции, вместе с первыми и вторыми частными производными ( $\bar{G}$  — замыкание открытой области  $G$ );  $D(x, y)$ ,  $E(x, y)$  — непрерывные и ограниченные в  $\bar{G}$  функции, вместе с первыми частными производными;  $A\xi^2 + 2B\xi\eta + C\eta^2$  — положительно определенная в  $\bar{G}$ . Граница области  $G$  имеет в каждой точке касательную, и для каждой точки  $P$  границы области  $G$  существует круг, принадлежащий  $G$ , граница которого содержит точку  $P$ . Если на дуге границы области  $G$  задать начальные условия Коши, то полученная задача обладает единственным решением (если оно существует). Этот факт впервые установлен Т. Карлеманом <sup>(1)</sup>. Условия Коши являются слишком сильными для эллиптического уравнения. Например, Е. М. Ландис <sup>(2)</sup> и М. М. Лаврентьев <sup>(3)</sup> доказали, что для единственности достаточно потребовать, чтобы на границе области в некоторой точке  $x_0$  решение и его нормальная производная стремились к нулю вдоль границы быстрее

экспоненциальной функции  $e^{-\frac{1}{|x-x_0|}C}$ , где  $C$  — некоторая константа. В данной заметке показано, что условия Коши можно действительно ослабить и единственность сохраняется.

**Теорема 1.** Пусть  $\bar{E}$  — замкнутая дуга границы  $\Gamma$  области  $G$  ( $\bar{E}$  — замыкание открытой дуги  $E$ ). Пусть  $\{N_q\} \subset E$  ( $q = 0, 1, 2, \dots$ ) — последовательность точек, имеющая предельную точку, лежащую внутри дуги  $E$ . Тогда функция  $u(x, y)$ , удовлетворяющая уравнению (1) в области  $G$  и условиям  $\frac{\partial u}{\partial n} \Big|_{\bar{E}} = 0$ ,  $u \Big|_{\{N_q\}} = 0$ , имею-



щая непрерывную первую производную в замкнутой области  $G$ , есть  $u(x, y) \equiv 0$  в области  $G$ .

Доказательство. Предположим, что решение уравнения (1)  $u(x, y) \not\equiv 0$  в области  $G$ . Рассмотрим функцию  $u(x, y)$  на дуге  $E$ . Функция  $u(x, y)$  обращается в нуль на замкнутом множестве, принадлежащем дуге  $E$ . Обозначим это множество через  $E_0$ . Множество  $E_0$  не может содержать ни одного отрезка, т. к. в таком случае по теореме (1) мы имели бы  $u(x, y) \equiv 0$  в  $G$ . Поэтому, а также в силу того, что множество  $\{N_q\}$  содержит счетное число точек (заметим, что может быть либо  $\{N_q\} \subset E_0$ , либо  $\{N_q\} = E_0$ ), множество  $E - E_0$  состоит из счетного числа непересекающихся интервалов. Обозначим систему этих интервалов через  $\{\beta_i\}$  ( $i = 0, 1, 2, \dots$ ). На каждом таком интервале найдется точка  $Q_i$ , где функция  $u(x, y)$  на интервале  $\beta_i$  будет иметь наибольшее или наименьшее значение, как функция дуги  $E$ . Если такая точка не одна, то мы возьмем одну из точек множества  $\beta_i^0 \subset \beta_i$ , на котором функция  $u(x, y) = u(Q_i)$ .

Доказательство теоремы 1 сводится к доказательству следующего предложения: внутри области  $G$  найдется нулевая линия уровня  $u(x, y) = 0$ , на которой  $\text{grad } u(x, y) = 0$ . Из этого предложения следует утверждение теоремы 1. Действительно, ссылаясь на теорему (1), мы получим  $u(x, y) \equiv 0$  в области  $G$ .

Сначала докажем следующее вспомогательное предложение: из точек  $\{Q_i\}$  выходят линии уровня  $\{u(x, y) = u(Q_i)\}$ , которые заканчиваются на дуге  $\Gamma - \bar{E}$ . Рассмотрим произвольную точку  $Q_i$  из множества точек  $\{Q_i\}$ . Производная функции  $u(x, y)$  по дуге  $E$  в точке  $Q_i$  обращается в нуль. В этой точке производная по нормали к дуге  $E$  по условию равна нулю, поэтому  $\text{grad } u(x, y) = 0$ . По теореме (1) О. А. Олейник, в любой окрестности точки  $Q_i$ , принадлежащей области  $G$ , найдутся точки, в которых выполняются неравенства  $u(x, y) < u(Q_i)$  и  $u(x, y) > u(Q_i)$ . Рассмотрим открытую область  $\varepsilon_r \cap G$ , где  $\varepsilon_r$  — внутренность круга радиуса  $r$  с центром в точке  $Q_i$  при  $r$  удовлетворяющим следующему условию: дуга  $\varepsilon_r \cap \Gamma \subset E$ . В области  $\varepsilon_r \cap G$  имеются точки, где  $u(x, y) < u(Q_i)$ , и точки, где  $u(x, y) > u(Q_i)$ , но тогда имеется непрерывная кривая, где  $u(x, y) = u(Q_i)$ . Эта кривая не может быть замкнутой в силу принципа максимума. Поэтому кривая  $u(x, y) = u(Q_i)$  должна начинаться и заканчиваться на границе  $\Gamma$ , причем в разных точках (принцип максимума). Покажем, что линия уровня  $u(x, y) = u(Q_i)$  должна иметь выход на дугу  $\Gamma - \bar{E}$ . Действительно, в противном случае мы имели бы область  $g$ , ограниченную линией уровня  $u(x, y) = u(Q_i)$  и дугой  $E^0 \subset E$ , на которой нормальная производная функции  $u(x, y)$  равна нулю. По принципу максимума наибольшее и наименьшее значение функции  $u(x, y)$  в области  $g$  ( $g$  — замыкание открытой области  $g$ ) достигается на дуге  $E^0$ , а по теореме (1) наибольшее или наименьшее значение достигается в области  $g$ . Получили противоречие. Следовательно, линия уровня

$u(x, y) = u(Q_i)$  имеет выход на  $\Gamma - \bar{E}$ . Если точка  $Q_i$  принадлежит рассматриваемой кривой, то утверждение доказано: из точки выходит линия уровня  $u(x, y) = u(Q_i)$  и заканчивается на дуге  $\Gamma - \bar{E}$ . Предположим, что это не так, т. е. не существует линии уровня  $u(x, y) = u(Q_i)$ , начинающейся в точке  $Q_i$ . Рассмотрим последовательность областей  $\{\varepsilon_{r_v} \cap G\}$ , где  $r_v \rightarrow 0$  при  $v \rightarrow \infty$  ( $r_v \leq r$ ) ( $v = 0, 1, 2, \dots$ ). Для каждой области  $\varepsilon_{r_v} \cap G$  найдется линия уровня  $\{u(x, y) = u(Q_i)\}$ , проходящая через область  $\varepsilon_{r_v} \cap G$  и имеющая выход на  $\Gamma - \bar{E}$ . Устремляя  $r_v \rightarrow 0$ , мы в пределе найдем такую линию уровня  $u(x, y) = u(Q_i)$ , которая будет проходить через точку  $Q_i$ . Мы доказали, что из точки  $Q_i$  будет выходить линия уровня  $u(x, y) = u(Q_i)$  и заканчиваться на дуге  $\Gamma - \bar{E}$ .

Докажем теперь, что внутри области  $G$  найдется нулевая линия уровня  $u(x, y) = 0$ , на которой  $\text{grad } u(x, y) = 0$ . Проведем из точек  $Q_i$  и  $Q_{i+1}$  линии уровня  $u(x, y) = u(Q_i)$  и  $u(x, y) = u(Q_{i+1})$ . Если эти линии уровня разных знаков, то между ними найдется нулевая линия уровня. Если эти линии уровня одного знака, то между интервалами  $\beta_i$  и  $\beta_{i+1}$  лежит точка, обладающая всеми свойствами точек  $\{Q_i\}$ , поэтому из нее выйдет линия уровня, которая есть нулевая. Эта линия уровня так же будет лежать между линиями уровня  $u(x, y) = u(Q_i)$  и  $u(x, y) = u(Q_{i+1})$ . Поскольку по условию теоремы 1 на дуге  $E$  функция  $u(x, y)$  обращается в нуль в точках, имеющих предельную, то нулевые линии уровня, начинающиеся на  $E$  и заканчивающиеся на  $\Gamma - \bar{E}$ , имеют предельную. Выше мы показали, что отсюда следует, что  $u(x, y) \equiv 0$  в области  $G$ , т. е. предположение, что  $u(x, y) \not\equiv 0$  в области  $G$  не верно. Теорема 1 доказана.

Если в условиях теоремы 1 положить  $u|_{\bar{E}} = 0$  и  $\frac{\partial u}{\partial n}|_{\{N_q\}} = 0$ , то теорема остается справедливой. Эта теорема доказана в неопубликованной работе Немзер.

Автор выражает глубокую признательность Е. М. Ландису за руководство работой.

Ереванский политехнический институт  
им К. Маркса

#### ՅՈՒ. Կ. ԳԵՐԱՍԻՄՈՎ

**Միավորային քննելիքի երկու անկախ փոփոխականների դեպքում  
էլիպսիկ հավասարման համար**

Որոշի  $\Gamma$  եզրագծով  $G$  տիրույթի մեջ դիտարկվում է երկրորդ կարգի էլիպսիկ հավասարում

Ապացուցված է հետևյալ արդյունքը՝

**Թեորեմ.** Դիցուք  $E \subset \Gamma$  փակ աղեղ է և  $\{N_q\} \subset E$  ( $q = 0, 1, 2, \dots$ ) նրա վրա տված կետերի հաջորդականություն, որոնց խտացման կետերից մեկը գտնվում է խիստ  $E$ -ի մեջ: Եթե  $G$  տիրույթում  $u(x, y)$  ֆունկցիան բավարարում է (1) հավասարմանը և

$$\frac{\partial u}{\partial n} \Big|_E = 0, \quad u \Big|_{\{N_q\}} = 0$$

պայմաններին, ապա  $u(x, y) \equiv 0$ :

Այս թեորեմը ցույց է տալիս, որ էլիպտիկ համասարման շուրջում միանգամայն համար կան պայմանները շափազանց խիստ են:

#### ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- <sup>1</sup> *L. Carleman*, Sur les systèmes linéaires aux dérivées partielles du premier ordre à deux variables, *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris*, 197 (1933), 471—474. <sup>2</sup> *Е. М. Ландис*, ДАН СССР, 107, № 5 (1956). <sup>3</sup> *М. М. Лаврентьев*, ДАН СССР, 112, № 2 (1957). <sup>4</sup> *О. А. Олейник*, О свойствах решений некоторых краевых задач для уравнений эллиптического типа, *Мат. сб.* 30 (72), 3 (1952), 695—702.

ФИЗИКА

В. Г. Манусаджян, Л. М. Якушина и Я. М. Варшавский

Инфракрасные спектры ди- и триаминоспиртов

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Н. М. Кочаряном 3/11964.

В предыдущей работе <sup>(1)</sup> изложены результаты исследований ИК-спектров коротких пептидов, их этиловых эфиров и ацил-пептидов. Целью этой работы являлось выяснение возможности определения первичной структуры коротких пептидов и их производных по ИК-спектрам. В литературе описаны попытки решения этой задачи при помощи других физических методов и, в частности, масс-спектрометрическим методом <sup>(2, 3)</sup>. При этом, однако, исследуемые производные пептидов должны иметь достаточно высокую упругость пара. Этим свойством обладают аминокислоты, которые могут быть легко получены восстановлением пептидов без нарушения их первичной структуры. Масс-спектры полиаминоспиртов изучены в нескольких работах <sup>(2, 4, 5)</sup>.

В этой работе излагаются результаты исследования ИК-спектров ди- и триаминоспиртов с целью выявления возможности использования этих соединений для определения порядка чередования аминокислотных остатков в исходных пептидах.

Исследуемые аминокислоты получали восстановлением ацетилированных эфиров соответствующих пептидов по следующей методике: 0,01 моля ацетилированного эфира короткого пептида растворяли в смеси 0,05 моля  $\text{LiAlH}_4$  и тетрагидрофурана. Реакцию проводили при кипении в течение 30 часов. Избыток  $\text{LiAlH}_4$  разлагали этилацетатом и водой. Полученный раствор упаривали и очищали выделенное масло.

Были получены аминокислоты четырех дипептидов и двух трипептидов: глицил-глицина, глицил-D,L-аланина, глицил-D,L-серина, глицил-D,L-фенилаланина, D,L-аланил-глицил-глицина, глицил-L-лейцил-D,L-валина\*.

Для съемки спектров образцы исследуемых аминокислот, представляющих собой маслянистые жидкости, помещали непосредственно между пластинами КВг.

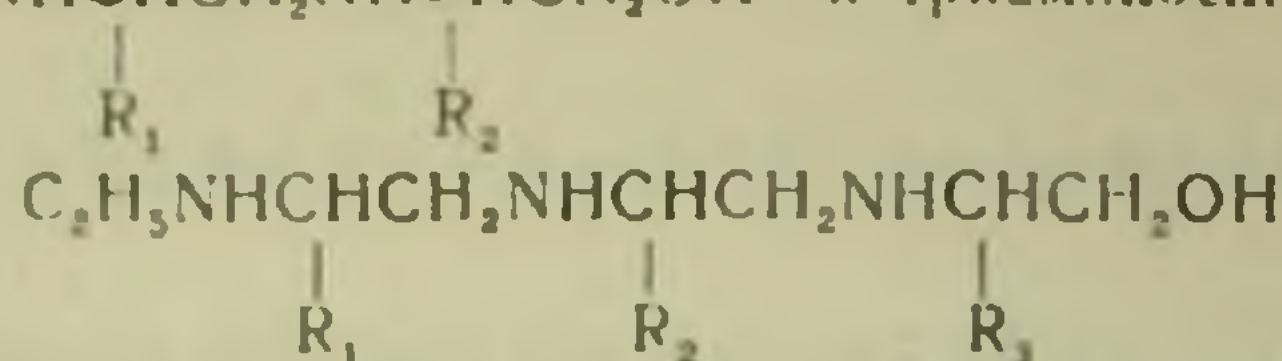
Методика получения ИК-спектров при помощи спектрометра UR-10 описана в <sup>(1)</sup>.

\* Выражаем благодарность П. П. Кукину за помощь при синтезе препаратов.

Фотографии полученных ИК-спектров приведены на фиг. 1. Положение отдельных полос поглощения приведены в табл. 1.

Таблица 1

Основные полосы поглощения в ИК-спектрах диаминоспиртов  $C_2H_5NHCHCH_2NHCHCH_2OH$  и триаминоспиртов



| № | Соединения $R_{1, 2, 3}$                                                 | Максимумы полос поглощения в $см^{-1}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |
|---|--------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1 | $R_{1, 2} = -H$                                                          | 3600–3000, $\nu_{OH}$ , $\nu_{NH}$ ; 3300 (1) $\nu$ NH (связ.); 2970 (2), 2880 (3), $\nu_{as, s}$ $CH_3$ ; 2935 (3), 2830 (5) $\nu_{as, s}$ $CH_2$ , 1645 (11), 1570 (12) $\delta_{as, s}$ NH; 1480 (13) $\delta_{CH}$ , $CH_3$ , 1300 (17) $\delta_{OH}$ ; 1125 (19), 1065 (20) $\nu_{C-OH}$ (?) возм. $\nu_{C-N}$ .                                                     |
| 2 | $R_1 = -H$ ,<br>$R_2 = -CH_3$                                            | 3600–3000, $\nu_{OH}$ , $\nu_{NH}$ ; 3300 (1) $\nu$ NH (связ.); 2980 (2) $\nu_{as}$ $CH_3$ , $CH$ ; 2935 (3) $\nu_{as}$ $CH_2$ ; 2880 (4) $\nu_{CH_3}$ ; 1595 (9) $\delta_{NH}$ ; 1430 (10) $\delta_{CH_2}$ ; $\delta_{as}$ $C-CH_3$ ; 1095 (17), 1055 (18) $\nu_{C-OH}$ , $\nu_{C-N}$ (?).                                                                               |
| 3 | $R_1 = -H$ ,<br>$R_2 = -CH_2OH$                                          | 3700–3000, $\nu_{OH}$ (своб., связ.); $\nu$ NH; 1630 (8)?; 1580 (9) $\delta_{NH}$ ; 1480–1440 (10, 11) $\delta_{CH}$ , $\delta_{as}$ $C-CH_3$ ; 1125, 1055 (18, 19) $\nu_{C-OH}$ .                                                                                                                                                                                        |
| 4 | $R_1 = -H$ ,<br>$R_2 = -CH_2C_6H_5$                                      | 3375 (9) $\nu_{OH}$ ; 3270 (11) $\nu_{NH}$ (связ.); 3055 (14), 3010 (15) $\nu = CH$ ; 3000–2830 (17, 18, 19, 20) $\nu_{as, s}$ $CH$ , $CH_2$ , $CH_3$ ; 1590 (34) $\delta_{NH}$ , $\nu_{C=C}$ ; ~1500 (35, 36) $\nu_{C=C}$ ; 1480–1370 (38–42) $\delta_{CH}$ , $CH_2$ , $CH_3$ ; $\nu_{C=C}$ ; 1125 (47)?; 1055 (51) $\nu_{C-OH}$ ; 800–700 (63, 64) $\delta_{CH}$ внепл. |
| 5 | $R_1 = -CH_3$ ,<br>$R_{2, 3} = -H$                                       | 3700–3000 (1) $\nu_{OH}$ , $\nu_{NH}$ (связ.); 3000–2800 (2, 3) $\nu_{CH_3}$ , $CH_2$ ; 1660 (7), 1585 (8) $\delta_{NH}$ ; 1420 (9) $\delta_{CH_2}$ , $CH_3$ ; 1115 (12), 1050 (14) $\nu_{C-O-C}$ ; $\nu_{C-N}$ (?).                                                                                                                                                      |
| 6 | $R_1 = -H$ ,<br>$R_2 = -CH_2CH-$<br>$-(CH_3)_2$ ,<br>$R_3 = -CH(CH_3)_2$ | 3300 (1) $\nu$ NH (связ.); 3000–2800 (2–5) $\nu_{CH_2}$ , $CH_3$ , $CH$ ; 1650 (10), 1580 (11) $\delta_{NH}$ ; 1475 (1                                                                                                                                                                                                                                                    |

средственной идентификации аминокислотного состава исходного пептида.

Ниже несколько подробнее обсуждены ИК-спектры каждого из аминокислот, пробная интерпретация которых приведена в табл. 1.

*Диаминоспирт, полученный восстановлением этилового эфира N-ацетил-глицил-глицина* (фиг. 1а). В области  $3600-3000\text{ см}^{-1}$  лежит широкая полоса поглощения с максимумом  $3300\text{ см}^{-1}$ . Сюда попадают валентные колебания амино- и оксигрупп. Подобная широкая полоса характерна для полиассоциатов, функциональные группы которых в основном связаны. Полосу  $3000-2800\text{ см}^{-1}$  образуют  $\nu_{\text{ас, s}} -\text{CH}_3$ ,  $-\text{CH}_2$ -колебания. Пики 19, 20 отвечают, возможно,  $\nu_{\text{ас, s}} \text{C}-\text{OH}$ -колебаниям.

*Диаминоспирт, полученный восстановлением этилового эфира N-ацетил-глицил-D,L-аланина* (фиг. 1б). В молекуле этого аминокислота по сравнению с предыдущим соединением содержится один третичный атом углерода и две метильные группы, колебания которых трудно выявить.

*Диаминоспирт, полученный восстановлением этилового эфира N-ацетил-глицил-D,L-серина* (фиг. 1в). В молекуле содержатся две оксигруппы, что увеличивает интенсивность пиков 1 и 9 ( $\nu_{\text{OH}}$ ,  $\nu_{\text{C}-\text{OH}}$ ). Интерпретация пика 8 затруднительна. Возможно, что это  $\delta\text{NH}$ -колебания, которые сильно смещены из-за образования внутримолекулярной водородной связи.

*Диаминоспирт, полученный восстановлением этилового эфира N-ацетил-глицил-D,L-фенилаланина* (фиг. 1г). Функциональные группы связаны. Колебания фенильного кольца делают спектр относительно сложным. В отличие от других аминокислот исследуемое вещество получается в виде поликристаллической массы. Это приводит к большой резкости отдельных полос поглощения в его ИК-спектре.

*Триаминоспирт, полученный восстановлением этилового эфира N-ацетил-D,L-аланил глицил-глицина* (фиг. 1д), (см. табл. 1).

*Триаминоспирт, полученный восстановлением этилового эфира N-ацетил-глицил-L-лейцил-D,L-валина* (фиг. 1е). Присут

чающей область «отпечатков пальцев», показывает, что некоторые из наблюдаемых полос являются специфическими и позволяют идентифицировать исследуемые соединения при условии предварительного эталонирования. Эта область ИК-спектров полиаминоспиртов позволяет использовать их для определения порядка чередования аминокислотных остатков в исходных пептидах.

Վ. Գ. ՄԱՆՈՒՍՍՋՅԱՆ, Լ. Մ. ՅԱԿՈԻՇԻՆԱ ԵՎ ՅԱ. Մ. ՎԱՐՇԱՎՍԿԻ

### Դի և տրիամինասպիրտների ինֆրակարմիր սպեկտրները

Աշխատանքում շարադրված են դի և տրիամինասպիրտների ինֆրակարմիր սպեկտրների ուսումնասիրման արդյունքները:

Դի և տրիամինասպիրտները ստացված են N-ադենիլպեպտիդների էթիլ-էսթերների

Դի և տրիամինասպիրտները ստացված են ադենիլպեպտիդների էթիլ-էսթերների վերականգնումից՝ նպատակ ունենալով ի հայտ բերել այս միացությունների օգտագործման հնարավորությունը ելանյութ հանդիսացող պեպտիդներում ամինաթթուների մնացորդների հաջորդական կարգը որոշելու համար:

Վերահիշյալ ածանցյալները օժտված են բարձր ջնդելիությամբ, որ թույլ է տալիս կատարել նրանց խառնուրդների զազ-խրոմոտոգրաֆիական բաժանումը՝ յուրաքանչյուր անդամի մոլեկուլի ստրուկտուրայի հետագա ուսումնասիրման համար:

Բերված են շորս դի և երկու տրիամինասպիրտների ինֆրակարմիր սպեկտրները: Ցույց է տրված, որ ուսումնասիրելով 1600—1700 սմ տիրույթը, կարելի է որոշել ամինաթթվային մնացորդների հաջորդականության կարգը ելանյութ հանդիսացող պեպտիդներում:

### ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- <sup>1</sup> В. Г. Манусаджян, Г. С. Саркисян, Н. П. Бажулина, Я. М. Варшавский, ДАН АрмССР, том 38, № 4 (1964). <sup>2</sup> К. Биман и Веттер, Bloch. Bioph. Res. Comm., 3, 578 (1960). <sup>3</sup> Курт Ганс и Ганс-Фридрих Грютумахер, Annalen der Chemie, 669, 189 (1963). <sup>4</sup> К. Биман, Ф. Гапп и Ж. Сибл, J. Amer. Chem. Soc., 81, 2274 (1959). <sup>5</sup> В. Г. Манусаджян, Я. М. Варшавский, Изв. АН АрмССР, ХН 17, (1964)

ФИЗИКА

Ян Ши

О коллективных возбуждениях некоторых магнитных состояний

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Н. М. Кочаряном 17/II 1964)

Основным состоянием системы электронов, находящихся в поле кристаллической решетки, в зависимости от взаимодействия электронов между собой и с ионами решетки, может быть либо нормальное парамагнитное состояние, либо ферро- или антиферромагнитное состояние. Вопрос об условиях, при которых нормальное парамагнитное состояние является основным состоянием системы для случая изотропного свободного электронного газа, рассматривался в работах (1,2). Исследовался также спектр элементарных возбуждений этого состояния (см., напр., (3)). В настоящей работе мы будем исследовать спектр элементарных возбуждений двух магнитных состояний — ферромагнитного состояния с параллельной ориентацией спинов и состояния Оверхаузера с винтообразным расположением спинов (4,5)\*. Такое исследование может представлять интерес для выяснения условий устойчивости этих состояний, а также для изучения поведения системы при действии на нее внешних полей.

Для нахождения спектра элементарных возбуждений мы будем исходить из варьированных уравнений для функций распределения  $F(f_1, f_2) = \langle a_{f_1}^+, a_{f_2} \rangle$  и  $\Phi(f_1, f_2) = \langle a_{f_1}, a_{f_2} \rangle$  (знак  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по ансамблю), которые рассматривались Н. Н. Боголюбовым (6) (см. также (7)) в связи с теорией сверхпроводимости. Эти уравнения в случае нормальной системы (т. е. системы, не обладающей сверхпроводимостью) значительно упрощаются. При этом если ограничиться лишь первым приближением, выражая вариации корреляционных функций типа  $F_2 = \langle a_1^+ a_2^+ a_3 a_4 \rangle$  и  $\Phi_2 = \langle a_1^+ a_2 a_3 a_4 \rangle$  через  $\delta F$  и  $\delta \Phi$  в приближении самос

$$E\xi(f_1, f_2) = \sum \bar{E}(f_2, f)\xi(f_1, f) - \sum \bar{E}(f, f_1)\xi(f, f_2) + \\ + \sum_{f'_1, f'_2, f} \{U(f_2, f; f'_2, f'_1) - U(f_2, f; f'_1, f'_2)\} F(f_1, f'_1)\xi(f, f'_2) - \\ - \sum_{f'_1, f'_2, f} \{U(f'_1, f'_2; f, f_1) - U(f'_1, f'_2; f_1, f)\} F(f'_1, f'_2)\xi(f'_2, f), \quad (1)$$

$$f = (k, \sigma),$$

где  $\xi(f_1, f_2)$  — Фурье-образ величины  $\delta F$ ,  $U(f_1, f_2; f'_2, f'_1)$  — матричный элемент энергии взаимодействия,  $\bar{E}(f, f')$  определяется формулой

$$\bar{E}(f, f') = E(f)\delta_{ff'} + \sum_{f_1, f_2} \{U(f, f_1; f_2, f') - U(f, f_1; f', f_2)\} F(f_1, f_2) \quad (2)$$

$E(f)$  — собственные значения аддитивной части гамильтониана.

Рассмотрим уравнение (1) для ферромагнитного состояния, характеризуемого функцией распределения

$$F(f, f') = n(f)\delta_{ff'} \quad (n_{\uparrow}(k) > n_{\downarrow}(k)), \quad (3)$$

причем будем считать, что при  $T \rightarrow 0$  функция  $n(f)$  имеет следующие предельные значения:

$$n_{\uparrow}(k) = \begin{cases} 1 & \text{для } k \in G \\ 0 & \text{для } k \notin G, \end{cases} \quad n_{\downarrow}(k) = 0 \text{ для всех } k, \quad (4)$$

где  $G$  — некоторая область одноэлектронных состояний, ограниченная «удвоенной» поверхностью Ферми (объем области  $G$  в два раза превышает объем, ограниченный обычной поверхностью Ферми). Заметим, что в случае, когда имеется один электрон на узел, Ферми-область  $G$  полностью совпадает с некоторой зоной Бриллюэна (если энергии разных зон не перекрывают друг друга). В предельном случае сильно связанных электронов, когда одноэлектронная функция представляет собой функцию, сосредоточенную по узлам кристаллической решетки, рассматриваемое состояние переходит в основное состояние гейзенберговской модели.

В рассматриваемом случае уравнение (1) принимает вид

$$E \xi_{\uparrow, \downarrow}(k, k+q) = (\bar{E}_{\downarrow}(k+q) - \bar{E}_{\uparrow}(k)) \xi_{\uparrow, \downarrow}(k, k+q) - \\ - (n_{\uparrow}(k) - n_{\downarrow}(k+q)) \sum U(k', k+q; k'+q, k) \xi_{\uparrow, \downarrow}(k', k'+q). \quad (6)$$

Здесь введено обозначение  $k_1 = k$ ,  $k'_1 = k'$ ,  $k_2 = k_1 + q = k'_2 = k'_1 + q$ , и

$$\bar{E}_{\downarrow}(k) = E(k) + \sum_{k', k'} [U(k, k'; k', k) - U(k, k'; k, k')] n_{\downarrow}(k').$$

С точностью до членов порядка  $V^{-1}$  непрерывный спектр уравнения (6) определяется энергиями одночастичных возбуждений

$$\bar{E}_{\downarrow}(k+q) - \bar{E}_{\uparrow}(k) = E(k+q) - E(k) + \sum_{k'} \{U(k+q, k'; k', k+q) - \\ - U(k, k'; k', k)\} [(n_{\uparrow}(k') + n_{\downarrow}(k'))] + \sum_{k'} [U(k, k'; k, k') n_{\uparrow}(k') - \\ - U(k+q, k'; k+q, k') n_{\downarrow}(k')]. \quad (7)$$

При  $q = 0$  этот спектр отделен от нуля щелью

$$\sum U(k, k'; k, k') (n_{\uparrow}(k') - n_{\downarrow}(k')). \quad (8)$$

С возрастанием  $q$  щель уменьшается. Для определения нижней границы значений щели необходимо знать конкретный вид функций  $E(k)$  и  $U$ .

Во всяком случае можем утверждать, что

$$\min (\bar{E}_{\downarrow}(k+q) - \bar{E}_{\uparrow}(k)) \sim \bar{U} M / \mu_0 - E(k_F), \quad (9)$$

где  $\bar{U}$  — некоторое среднее значение величины  $U$ ;  $k_F$  — волновой вектор на „удвоенной“ поверхности Ферми (так что  $E(k_F)$  — граничная энергия Ферми).  $M = \mu_0 V^{-1} \sum (n_{\uparrow}(k) - n_{\downarrow}(k))$  — намагниченность системы,  $\mu_0$  — магнетон Бора.

Очевидно, рассматриваемое ферромагнитное состояние будет устойчивым только в том случае, когда значение

Подставляя разложение (12) в уравнение (6) и выделяя члены первого порядка относительно  $|q|$ , получаем

$$\xi_1(k) \sum U(k', k; k', k) (n_+(k') - n_-(k')) - (n_+(k) - n_-(k)) \times \\ \sum U(k', k; k', k) \xi_1(k') = E_1 \xi_0 - L'(\xi_0) \quad (13)$$

где

$$L'(\xi_0) = \sum_a e^a \left. \frac{\partial \bar{E}_+(k+q)}{\partial q^2} \right|_{q=0} \xi_0(k) - \sum_a e^a \left[ \frac{\partial n_+(k+q)}{\partial q^2} \times \right. \\ \times \sum_{n'} U(k', k; k', k) \xi_0(k') - (n_+(k) - n_-(k)) \sum_{k'} \frac{\partial U(k', k; k'+q, k)}{\partial q^2} \times \\ \times \xi_0(k') \left. \right] \Big|_{q=0} \\ e^a = q^a / |q|. \quad (14)$$

Это уравнение может иметь решение только если

$$\sum [E_1 \xi_0(k) - L'(\xi_0)] \xi_0(k),$$

но  $L'(\xi_0)$  — нечетная функция по  $k$ , а  $\xi_0$  — четная функция, поэтому при суммировании второе слагаемое обращается в нуль. Отсюда получаем, что

$$E_1 = 0.$$

Таким образом, рассматриваемая дискретная ветвь спектра коллективного возбуждения при малых  $|q|$  имеет дисперсионный закон  $E \sim q^2$ .

Для нахождения явного вида этого закона следует рассмотреть члены второго порядка по  $|q|$ . Имеем:

$$E_2 = \sum_k \xi_0(k) [L'(\xi_1) + L''(\xi_0)] / \sum_k \xi_0^2(k) \quad (15)$$

где

$$L''(\xi_0) = \frac{1}{2} \sum_a e^a \left. \frac{\partial L'(\xi_0)}{\partial q^2} \right|_{q=0}, \quad (16)$$

Первый член в правой части равенства (17) всегда положителен. Что касается второго члена, то в принципе он может быть как положительным, так и отрицательным. Поэтому для положительности  $E_2$  необходимо, чтобы абсолютная величина первого члена была больше второго. Это снова приводит к требованию, чтобы зона была узкой, а взаимодействие между электронами было большим.

Физический смысл полученной ветви коллективного возбуждения легко выяснить из рассмотрения вектора намагниченности  $M^z(r) = \mu_0 \langle \Psi^\dagger(r) S^z \Psi(r) \rangle$  ( $S^z$  — матрицы Паули).

Переходя к Фурье-компонентам  $M^z(r) = \sum M_q^z \exp i(qr)$  имеем:

$$M_0^x = M_0^y = 0, \quad M_0^z = \mu_0 V^{-1} \sum (n_{\uparrow}(k) - n_{\downarrow}(k)) \quad (18)$$

$$M_q^x = \mu_0 V^{-1} \sum \{ \xi_{\uparrow\uparrow}(k, k+q) + \xi_{\downarrow\downarrow}(k-q, k) \} \exp(-iEt) \quad (19)$$

$$M_q^y = -i\mu_0 V^{-1} \sum \{ \xi_{\uparrow\downarrow}(k, k+q) - \xi_{\downarrow\uparrow}(k-q, k) \} \exp(-iEt) \quad (20)$$

$$M_q^z = \mu_0 V^{-1} \sum \{ \xi_{\uparrow\uparrow}(k, k+q) - \xi_{\downarrow\downarrow}(k, k+q) \} \exp(-iEt) \quad (21)$$

Отсюда видно, что функции  $\xi_{\uparrow\uparrow}$  и  $\xi_{\downarrow\downarrow}$  представляют собой амплитуды колебаний поперечных компонент вектора намагниченности  $M^x$  и  $M^y$ , а полученная ветвь коллективного возбуждения может быть интерпретирована как отображающая колебания типа спиновых волн. Дисперсионный закон  $E \sim q^2$ , полученный в настоящей работе, совпадает с известным результатом (8, 9) для гейзенберговской модели, а также с результатом работы (10), полученным с помощью теории Фермижидкости Ландау.

Рассмотрим теперь вторую ветвь спектра, у которой  $\xi_{\uparrow\downarrow} = \xi_{\downarrow\uparrow} = 0$ . Для этой ветви имеем:

$$\begin{aligned} E\xi_{\uparrow\uparrow}(k, k+q) = & (\bar{E}_{\uparrow}(k+q) - \bar{E}_{\uparrow}(k))\$$

рассматрив

# Որոշ մագնիսական վիճակների կոլեկտիվ գրգռումների մասին

Ստացվել և ուսումնասիրվել են պինդ մարմիններում էլեկտրոնների սխտեմի երկմասնիկային էլեմենտար գրգռումների հավասարումները երկու մագնիսական վիճակների՝ ֆերոմագնիսական և օվերհաուզերի անտիֆերոմագնիսական վիճակների համար: Ֆերոմագնիսական վիճակի համար ստացված էլեմենտար գրգռումների սպեկտրը բաժանվում է երկու ճյուղի: Նրանից մեկին համապատասխանում են հակադիր սպիններով, իսկ մյուսին՝ միատեսակ սպիններով մասնիկների և խոռոչների տատանումները: Առաջին ճյուղը բացի անընդհատ սպեկտրից ունի նաև դիսկրետ սպեկտր, որն սկզբում բառակուսային կախվածություն ունի և համապատասխանում է պլազմային տատանումներին: Օվերհաուզերի վիճակի համար այդ երկու ճյուղերը միմյանցից փոխադարձաբար կախված են դառնում: Սպինային ալիքների սպեկտրն սկզբում մոտավորապես դժային կախվածություն ունի:

## Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

- <sup>1</sup> Փ. Блох, Z. Physik, 57, 549, (1929). <sup>2</sup> Փ. Ивamoto, К. Савада, Phys. Rev. 126, 887, (1962). <sup>3</sup> К. Савада, К. Бракнер, Н. Фукуда, Р. Брум, Phys. Rev. 108, 507 (1957). <sup>4</sup> А. В. Оверхаузер, Phys. Rev. 128, 1437, (1962). <sup>5</sup> Ян Ши, ДАН СССР, 153, 798 (1963); ДАН АрмССР, 37, 191 (1963). <sup>6</sup> Н. Н. Боголюбов, УФН, 67, 549, (1959). <sup>7</sup> Э. Р. Велибеков, ДАН СССР 142, 1268, (1962). <sup>8</sup> Փ. Блох, Z. Physik, 61, 206, (1930). <sup>9</sup> Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Sow. Phys. 8, 157, (1935). <sup>10</sup> А. А. Абрикосов и И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ, 35, 771, (1957).





ламбера, а также непрерывны при  $y = \pm b$ , то для  $\varepsilon_{x,z}$  получим следующее выражение

$$\varepsilon_{x,z}(y) = \begin{cases} (C_{x,z} + D_{x,z} e^{2\lambda b}) e^{-\lambda y} & \text{при } y > b \\ C_{x,z} e^{-\lambda y} + D_{x,z} e^{\lambda y} & \text{при } |y| < b \\ (C_{x,z} e^{2\lambda b} + D_{x,z}) e^{\lambda y} & \text{при } y < -b, \end{cases} \quad (2)$$

где

$$\lambda = \sqrt{\alpha^2 - p^2}, \quad p^2 = k^2 - q^2, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad \text{Im } k = \delta > 0, \quad \text{Re } \lambda > 0$$

при  $|\text{Im } \alpha| < \delta$ .

Нам нужно найти неизвестные функции  $C_{x,z}(\alpha)$  и  $D_{x,z}(\alpha)$ . Учитывая тот факт, что функции  $d\varepsilon_{x,z}(y)/dy$  имеют скачок при  $y = \pm b$ ,  $x < 0$  и непрерывны при  $y = \pm b$ ,  $x > 0$ , мы можем функции  $C_{x,z}$  и  $D_{x,z}$  выразить через другие функции  $P_{x,z}^-$  и  $Q_{x,z}^-$  по соотношениям  $\lambda^{-1} P_{x,z}^- = (C_{x,z} - D_{x,z}) e^{\lambda b}$  и  $\lambda^{-1} Q_{x,z}^- = -(C_{x,z} + D_{x,z}) e^{\lambda b}$ , которые определяются из системы функциональных уравнений типа Винера-Хопфа

$$\begin{aligned} P_{x,z}^+ + \sigma_{x,z}^- &= -2\lambda^{-1} K(\alpha) Q_{x,z}^-, \\ Q_{x,z}^+ + \tau_{x,z}^- &= -2bL(\alpha) P_{x,z}^-, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $P_{x,z}^+$  и  $Q_{x,z}^+$  голоморфны в верхней полуплоскости комплексного переменного  $\alpha$ , а  $Q_{x,z}^-$ ,  $P_{x,z}^-$ ,  $\sigma_{x,z}^-$ ,  $\tau_{x,z}^-$  голоморфны в нижней полуплоскости. Функции  $\tau_{x,z}^-$  и  $\sigma_{x,z}^-$  определяются из граничных условий  $E_{x,z}^1 = 0$  при  $y = \pm b$ ,  $x < 0$ . Уравнения (3) решаются методом Джонса<sup>(8)</sup>, в результате получим

$$\begin{aligned} Q_{x,z}^- &= \frac{R_{x,z}}{2} \frac{\sqrt{\$$

функции  $K^+(z)$  и  $L^+(z)$  голоморфны в верхней полуплоскости  $z$ , а  $K^-(z)$  и  $L^-(z)$  — в нижней полуплоскости. Эти функции можно найти, например в (7).

Используя связь  $P_{x,z}^-$  и  $Q_{x,z}^-$  с  $C_{x,z}$  и  $D_{x,z}$  и (2), получим выражения для компонентов полей  $E_{x,\omega}$  и  $E_{z,\omega}$ . Компонента  $E_{y,\omega}$  определяется из условия  $\text{div } \vec{E} = 0$ . Рассмотрим поля излучения при  $|y| < b$ . Компоненты электрического вектора  $\vec{E}$  поля излучения имеют вид:

$$E_{x,z,\omega} = - \int (\lambda^{-1} Q_{x,z}^- \text{ch } \lambda y + \lambda^{-1} P_{x,z}^- \text{sh } \lambda y) e^{-\lambda b - i q z - i \omega x} d\lambda dq$$

$$E_{y,\omega} = -i \int [(z Q_x^- + q Q_z^-) \text{sh } \lambda y + (z P_x^- + q P_z^-) \text{ch } \lambda y] \frac{e^{-\lambda b - i q z - i \omega x}}{\lambda^2} d\lambda dq. \quad (5)$$

Компоненты магнитного вектора  $\vec{H}$  находим из уравнений

$$\text{rot } \vec{E}_{,\omega} = \frac{i\omega}{c} \vec{H}_{,\omega}.$$

Подынтегральное выражение всех компонент полей не имеет точек ветвления в верхней полуплоскости комплексного переменного  $z$ . Следовательно, при  $x < 0$ , т. е. внутри волновода, пути интегрирования по  $z$  можно замкнуть сверху и интегралы сведутся просто к вычислению вычетов. При этом вычеты в полюсах  $z = k_2$  дают поле частицы в пустоте, но только с обратным знаком, т. е. нейтрализует поле частицы в волноводе. Полюса при  $\text{sh } \lambda b = 0$ , т. е. в точках

$$\alpha_{2m} = \sqrt{p^2 - \frac{\pi^2 (2m)^2}{4b^2}}, \quad m = \pm 1, \pm 2, \pm \dots \text{ и при } \text{sh } \lambda b = 0 \text{ в точках}$$

$$\alpha_{2m+1} = \sqrt{p^2 - \frac{\pi^2 (2m+1)^2}{4b^2}}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots, \text{ дают собственные}$$



Գաժաճման համակարգում  $\omega$  արագությունը Գաժաճման համակարգում գաժաճման արագության ներքոյում, որոնք բաղկացած են երկու տիպի ալիքներից՝ ալիքատարի սեփական ալիքներից և այսպես կոչված TEM ալիքներից, որոնց է տրված, որ  $\omega < \frac{\pi c}{2l}$  հաճախականությունների դեպքում ալիքատարի սեփական ալիքները էքսցիտացիայի մարում են մեծ էներգիայով թափվում և տարածվում են միայն TEM ալիքները: Այդ հաճախականությունների համար հաշվված է TEM ալիքների ինտենսիվության անկյունային բաշխումը: Բացի այդ, որոնց է տրված, որ ալիքատարից դուրս հաճախակիություններից ներկայացնում է ֆերիկ ալիքներ և ստացված են արտահայտություններ նրանց գաժաճման համար:

# Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

<sup>1</sup> Ю. М. Айвазян, „Известия АН АрмССР“ (в печати). <sup>2</sup> Ю. М. Айвазян, ЖТФ (в печати). <sup>3</sup> Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский, ЖТФ (в печати). <sup>4</sup> Д. М. Седрабян, „Известия АН АрмССР“, 16, 115 (1963). <sup>5</sup> Д. М. Седрабян, „Известия АН АрмССР“ (в печати). <sup>6</sup> А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, ДАН СССР, 147, 74 (1962). <sup>7</sup> Б. Нобл, Метод Винера-Хопфа, ИЛ, М., 1962. <sup>8</sup> Д. С. Джонс, Quert. J. Math., (2) 3, 189, 1952.





При извест





Քանի որ աստղասփյուռների լայնացման և բայրայման հետևանքով նրանց շափերը ակերտություններ են կարող են ցանկացած շափով մեծ լինել, ապա «շափեր» հասկացողությունները աստղասփյուռների համար պայմանական է:

Ընդունելով աստղասփյուռների «միջին շառավիղի» համար  $0.05 - 0.10$  կիլոպարսեկ արժեքը հիշյալ աղյուսակի տվյալներից կարելի է եզրակացնել, որ O—B1 աստղերի խտությունը առանձին աստղասփյուռներում, բոլոր մեծությունների կարգի, կազմում է  $10^3 - 10^4$  աստղ մեկ խորանարդ կիլոպարսեկում, իսկ զայակտիկ աստղային զաշտում այն երկու կարգով ավելի փոքր է:

Ինչո՞ւ պատճառով բոլոր O—B1 աստղերի ասնվազն կեսը գտնվում է ժամանակակից աստղասփյուռների «ծավալներում» (աղյուսակ 2):

O-աստղերի հարաքերական բանակը աստղասփյուռներում պետք է ավելի մեծ լինի. բանի որ աստղի կյանքի այդ փուլը համեմատաբար կարճատև է և O զառի շատ քիչ աստղեր միայն, որոնք ոժտված են մեծ արագություններով, կարող են միջուկից հեռանալ մինչև  $0.3 - 0.4$  կիլոպարսեկ առանց իրենց զառը փոխելու:

Հետևաբար, պետք է ընդունել, որ O-աստղերի ճնշող մեծամասնությունը գտնվում է ժամանակակից աստղասփյուռների «ծավալներում»:

#### ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ











замет

&lt;





С этой целью

Таблица 1

## Четвертичные соли аммония

| №№ солей | Структурная формула                                                                                                                                                                                                                                   | Выход в % | Температура плавления в | Брутто формула                                    | % ионного Br |         | Условия реакции                                                   |
|----------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|-------------------------|---------------------------------------------------|--------------|---------|-------------------------------------------------------------------|
|          |                                                                                                                                                                                                                                                       |           |                         |                                                   | найлено      | вычисл. |                                                                   |
| II       | $\begin{array}{c} \text{CH}_3 \diagup \text{N}^+ \diagdown \text{CH}_2 - \text{CCl}_2 - \text{CCl}_2 - \text{CH}_3 \\ \text{CH}_3 \diagdown \text{Br}^- \diagup \text{CH}_2 - \text{CH} - \text{CH}_2 \end{array}$                                    | 94        | 146—147                 | $\text{C}_9\text{H}_{16}\text{NCl}_4\text{Br}$    | 22,24        | 22,22   | Многочасовое кипячение амина и бромистого аллила в ацетоне.       |
| III      | $\begin{array}{c} \text{CH}_3 \diagup \text{N}^+ \diagdown \text{CH}_2 - \text{CCl}_2 - \overset{\text{CH}_3}{\underset{ }{\text{CCl}}} - \text{CH}_3 \\ \text{CH}_3 \diagdown \text{Br}^- \diagup \text{CH}_2 - \text{CH} = \text{CH}_2 \end{array}$ | 98        | —                       | $\text{C}_{10}\text{H}_{19}\text{NCl}_3\text{Br}$ | 22,90        | 23,56   | Четырехчасовое кипячение амина и бромистого аллила в ацетонитриле |
| IV       | $\begin{array}{c} \text{CH}_3 \diagup \text{N}^+ \diagdown \text{CH}_2 - \text{CCl}_2 - \text{CHCl} - \text{CH}_3 \\ \text{CH}_3 \diagdown \text{Br}^- \diagup \text{CH}_2 - \text{CH} = \text{CH}_2 \end{array}$                                     | 95        | —                       | $\text{C}_9\text{H}_{17}\text{NCl}_3\text{Br}$    | 25,05        | 24,58   | Амин и бромистый аллил в ацетонитриле кипятились 15 часов         |





Таблица 2













































