



თბილისის უნივერსიტეტის შრომები საქართველოს
უნივერსიტეტი
 ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

208

ISSN 0376-2637

ფ ი ზ ი კ ა
 Ф И З И К А
 P H Y S I C S

7

თბილისი 1979 Тбилиси

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

Т. 208 V.

Ф И З И К А
P H Y S I C S

7

ТБИЛИСИ 1979 TBILISI

ფიზიკა

7

საწიგარეო კოლეგია

ნ. ანაგლობელი, მ. ბერულავა (მდივანი), ი. ვაშაკიძე, კ. კობახიძე-
შვილი (წიგარეო), ნ. მჭედველი-ნიკოლაძე, მ. ხასაძე, მ. ქაჩ-
ლიშვილი.

Редакционная коллегия

Н. С. Анаглобели, В. Г. Берулава (секретарь), И. Ш. Вацакидзе,
З. С. Качлишвили, Т. И. Копалейшвили (редактор), Н. М. Полиев-
ктов-Николадзе, Т. И. Санадзе

EDITORIAL BOARD

N. Anaglobeli, B. Berulava (secretary), Z. Kachlishvili, T. Kopaleishvili (edi-
tor) N. Polievctov-Nikoladze, I. Vashakidze.

"მდივანის უნივერსიტეტის შრომები" წიგარეო კოლეგია (ტ. 208)
წარმოადგენს "ფიზიკის" სერიის მე-7 გამოცემას, რომელიც 1976
წლიდან დაიკვამრებულა გამოქონის.

Настоящий том "Трудов Тбилисского университета" (т. 208)
представляет собой выпуск 7 серии "Физика", выходящей с
1976г. в виде отдельных сборников.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
208, 1979

ОБ ОДНОЙ МАСШТАБНО-ИНВАРИАНТНОЙ ЗАКОНОМЕРНОСТИ
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Я.З.Дарбаидзе

Для исследования множественных процессов в адрон-ядерных взаимодействиях часто пользуются методами, развитыми для описания неупругих адрон-адронных реакций. Среди таких попыток следует отметить распространение методов статистически-гидродинамической [1,2] и партонно-реджевской [3] моделей, а также формализма многочастичной [4] квазипотенциальной динамики [5] в переменных светового фронта на адрон-ядерные и лептон-ядерные инклюзивные процессы [6-9].

Продолжая эту традицию, в настоящей работе с помощью метода работы [10] изучаются нуклон-ядерные полуинклюзивные реакции типа

$$a + A \rightarrow c(\rho) + (n-1) + X, \quad (1)$$

где a - налетающий нуклон, A - некоторое ядро с атомным номером A , $c(\rho)$ - вторичный пион при фиксированных значениях импульса, ρ и $(n-1)$ - числа остальных вторичных пионов, X - произвольная система адронов.

Изучение спектров реакции (1) по множественности n в случае столкновений двух элементарных частиц ($A=1$) привело

к установлению масштабно-инвариантных (автомодельных) свойств /
 типа КНО [11, 12] и "масштабной инвариантности в среднем" [13].

Исходя из гипотезы автомодельности [14] в рамках уравнений ренормализационной группы (РГ), в работе [10] было получено масштабно-инвариантное соотношение для квазиполуинклюзивных распределений с переменной $(n - \sqrt{a} v) / (\langle n(\rho) \rangle - \sqrt{a} v)$, где $\langle n(\rho) \rangle$ - ассоциативная адронная множественность, а параметры a и v определялись из закона дисперсии

$$D_{\rho} = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(\rho) \rangle - v. \quad (2)$$

Основная цель настоящей работы - показать как модифицируется это соотношение при столкновении нуклона с произвольным ядром A .

С этой целью займемся решением уравнения для сечения $\left[\frac{d\sigma_n}{d\rho} = f(v, n, \rho) \right]$ квазиполуинклюзивной реакции типа

$$\alpha + \nu \rightarrow c(\rho) + (n-1) + (\nu+1), \quad (3)$$

где ν - эффективное число взаимодействующих нуклонов ядра с налетающим нуклоном. Это уравнение имеет вид:

$$\left(\rho^k \frac{\partial}{\partial \rho^k} - \hat{D}' \right) f(v, n, \rho) = -[\gamma_{\pi} \cdot n + \gamma_N (2\nu + 2) + 4] f(v, n, \rho), \quad (4)$$

где \hat{D}' - оператор РГ для многозарядного (двухзарядного) случая взаимодействия, γ_{π} и γ_N - аналоги аномальных размерностей для бозонов (пионов) и фермионов (нуклонов) (см. по этому поводу [15, 16]).

Решая уравнение (4) с помощью характеристических уравнений с начальными условиями [17] при фиксированных γ_{π} и γ_N , имеем

$$f(\nu, n, \rho) = f(\nu, n, \kappa) \exp[-(\gamma_{\mathcal{N}} \cdot n + \Gamma(\nu))\tau],$$

где параметр $\tau = \ell n \frac{\rho^{\kappa}}{M^2}$ - решение уравнения $\frac{d\rho^{\kappa}}{d\tau} = \rho^{\kappa}$

с начальным значением импульса (массы) $\kappa (M)$; $f(\nu, n, \kappa)$ - начальное значение рассматриваемого сечения, $\Gamma(\nu) = \gamma_{\mathcal{N}}(2\nu+2) + 4$.

Перейдем теперь к решению характеристического уравнения для инклюзивной реакции $a + \nu \rightarrow c(\rho) + (\nu+1) + \chi$

$$\frac{d}{d\tau} f(\nu, \rho) = -[\gamma_{\mathcal{N}} \langle n(\nu, \rho) \rangle + \Gamma(\nu)] f(\nu, \rho), \quad (6)$$

где $f(\nu, \rho) = \sum_{n \geq 0} f(\nu, n, \rho)$ и $\langle n(\nu, \rho) \rangle = \frac{\sum_{n \geq 0} n f(\nu, n, \rho)}{\sum_{n \geq 0} f(\nu, n, \rho)}$

- ядерные инклюзивное сечение и ассоциативная множественность, соответственно, при фиксированных значениях ν и ρ .

Однако интегрирование уравнения (6) заранее требует получения явного выражения для величины $\langle n(\nu, \rho) \rangle$. Этого можно достичь предполагая независимость от кинематических величин (например, от ρ) нормированной ассоциативной множественности \mathcal{R}_{ν} ,

$$\mathcal{R}_{\nu} \equiv \langle n(\nu, \rho) \rangle / \langle n(\nu=1, \rho) \rangle = \psi(\nu) \quad (7)$$

(где $\psi(\nu)$ - некоторая функция, зависящая только от числа ν и $\langle n(\nu=1, \rho) \rangle = \langle n(\rho) \rangle$ - ассоциативная множественность в множественной реакции двух элементарных частиц) и используя имеющиеся решения [10] для $\langle n(\rho) \rangle$

$$\langle n(\rho) \rangle = \sqrt{\alpha} \mathcal{E} + [(\langle n(\kappa) \rangle - \sqrt{\alpha} \mathcal{E})^{-1} + \frac{\gamma_{\mathcal{N}}}{\alpha} \tau]^{-1}, \quad (\tau = \ell n \frac{\rho^{\kappa}}{M^2}). \quad (8)$$

Здесь $\langle n(\kappa) \rangle$ - соответствующее начальное значение, α
и ν определяются из закона (2).

Таким образом, на основе (7) и (8) имеем

$$\langle n(\nu, \rho) \rangle = \sqrt{a} \nu R_\nu + \frac{\langle n(\nu, \kappa) \rangle - \sqrt{a} \nu R_\nu}{1 + \frac{\gamma_N}{a} \tau (\langle n(\kappa) \rangle - \sqrt{a} \nu)}, \quad (9)$$

где $\langle n(\nu, \kappa) \rangle = \langle n(\kappa) \rangle R_\nu$.

Подставляя (9) в уравнение (6) и интегрируя по τ , получаем искомое решение для ядерного инклюзивного сечения

$$f(\nu, \rho) = f(\nu, \kappa) \left[1 + \langle n(\kappa) \rangle - \sqrt{a} \nu \right] \frac{\gamma_N}{a} \tau \left]^{-a R_\nu} \exp[-(\Gamma(\nu) + \gamma_N \sqrt{a} \nu R_\nu) \tau], \quad (10)$$

где $f(\nu, \kappa)$ - соответствующее начальное значение сечения.

Отметим, что отношение $f(\nu, \rho, \rho) / f(\nu, \rho)$ решений (5) и (10) явно не зависит от γ_N (точнее - от $\Gamma(\nu)$) и если с помощью (5), (9) и (10) составим комбинацию

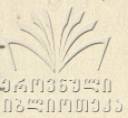
$$\langle n(\nu, \rho) \rangle - \sqrt{a} \nu R_\nu \frac{f(\nu, \rho, \rho)}{f(\nu, \rho)} = F \left(\frac{n - \sqrt{a} \nu R_\nu}{\langle n(\nu, \rho) \rangle - \sqrt{a} \nu R_\nu} \right), \quad (11)$$

то она будет функцией модифицированной масштабно-инвариантной переменной $z = (n - \sqrt{a} \nu R_\nu) / (\langle n(\nu, \rho) \rangle - \sqrt{a} \nu R_\nu)$ следующего вида:

$$F(z) = \frac{(a R_\nu)^{a R_\nu}}{\Gamma(a R_\nu)} z^{a R_\nu - 1} \exp[-a R_\nu z], \quad (12)$$

Здесь $\Gamma(a R_\nu)$ - гамма-функция Эйлера.

Подчеркиваем также, что в случае рассеяния двух элемен-



тарных частиц ($R_v = 1$) функция (12) переходит в модифицированную масштабно-инвариантную функцию, полученную в работе [10], а с ростом $R_v > 1$ она сужается и растет около максимального значения $z_{max} = 1 - \frac{1}{\alpha R_v}$.

Следует также отметить, что решения (5), (9), (10) представляют самостоятельный интерес с точки зрения их зависимости от импульса p вторичной частицы и числа ν . Например, при частной параметризации вектора K и τ

$$K^\mu = (K^0, K^3, 0) = (M_1 \operatorname{ch} \eta, M_1 \operatorname{sh} \eta, 0), \quad \tau = \ell n \left[\frac{M_1 \cdot m_1}{M_2} \operatorname{ch} (\eta - \eta') \right]$$

из решения (5) для нормированного квазиполуинклюзивного сечения по продольной скорости y получаем гауссовскую форму распределения

$$\frac{1}{n \delta_n} \frac{d\delta_n}{dy} = \frac{\exp[-(y-\bar{y})^2 / \langle (y-\bar{y})^2 \rangle]}{\sqrt{2\pi \langle (y-\bar{y})^2 \rangle}}, \quad (13)$$

где $\langle (y-\bar{y})^2 \rangle = [\delta_n \cdot n + \Gamma(\nu)]^{-1}$, $\Gamma(\nu) = 2\delta_n(\nu+1) + 4$,

$$n \delta_n = \int \frac{d^3 p}{E} f(\nu, n, p).$$

Для экспериментальной проверки формул (7), (12), (13) целесообразно подобрать события в реакции $a + A \rightarrow c(p) + (n-1) + (\nu+1) + A'$ (где A' - спектаторное ядро), соответствующей квазиполуинклюзивному процессу (3). Что касается дифференциального сечения

$$E \frac{d\delta}{d^3 p} (aA \rightarrow c(p) + (n-1) + X) = \sum_{n' \geq n} f(\nu, n', p)$$

полуинклюзивного процесса (1), когда в конечном состоянии рождается произвольная система пионов, оно вычисляется с помощью функции (11) следующим образом:

$$\sum_{n' \geq n} f(\nu, n', p) = \int_n^\infty f(\nu, n', p) dn' = f(\nu, p) \int_z^\infty F(z') dz'. \quad (14)$$

Вновь суммируя (интегрируя) последние соотношения (I4),
 для соответствующего инклюзивного сечения имеем

$$E \frac{d\sigma}{d\beta} (aA \rightarrow c(\rho) + X) = \sum_{n \geq 0} E \frac{d\sigma}{d\beta} (aA \rightarrow c(\rho) + (n-1) + X) \quad (I5)$$

$$= \langle n(\nu, \rho) \rangle - \sqrt{a} b \nu \rho, \int_0^{\infty} d\tilde{z} \int_{\tilde{z}}^{\infty} F(\tilde{z}') d\tilde{z}'$$

Таким образом, для ядерной полуинклюзивной реакции (I)
 из (I4) и (I5) следует масштабно-инвариантное соотношение:

$$\langle n(\nu, \rho) \rangle - \sqrt{a} b \nu \rho, \frac{E \frac{d\sigma}{d\beta} (aA \rightarrow c(\rho) + (n-1) + X)}{E \frac{d\sigma}{d\beta} (aA \rightarrow c(\rho) + X)} =$$

$$= \frac{\Gamma(a\nu, a\rho, \tilde{z})}{\Gamma(a\nu)} \quad (I6)$$

Здесь $\Gamma(x, y)$ - неполная гамма-функция Эйлера, удовлетворяющая следующим интегральным представлениям [I8]:

$$\Gamma(x, y) = \int_0^{\infty} e^{-t} t^{x-1} dt, \quad \int_0^{\infty} \Gamma(x, ay) dy = x \Gamma(x) / a$$

В частности, при $a\nu, \tilde{z} \gg 1$ правые части соотношений (II) и (I6) совпадают согласно асимптотическому представлению

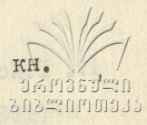
$$\Gamma(x, y) \simeq y^{x-1} e^{-y} \quad |y| \gg 1$$

Поступила 4.XII.1978

Проблемная лаборатория
 ядерной физики высоких
 энергий

ЛИТЕРАТУРА

- I. E. Fermi. Progr. Theor. Phys., 5, 570 (1950); в кн.
 "Научные труды", т.2, "Наука", М. (1972).



2. Л.Д.Ландау. Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 51 (1953); в кн. "Собрание трудов", т.2, "Наука", М. (1969).
3. Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами. "Мир", М. (1975).
4. В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвеев. ТМФ, 24, 3 (1975).
5. A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze. Nuovo Cim., 23, 380 (1963); В.Г.Кадышевский, А.Н.Тавхелидзе. В сб. "Проблемы теоретической физики", посвященном Н.Н.Боголюбову в связи с его 60-летием, "Наука", М. (1969).
6. И.Л.Розенталь, Д.С.Чернавский. УФН, 52, 185 (1954).
7. О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ 18, 465 (1973).
8. В.Р.Гарсеванишвили, З.Р.Ментешашвили, Д.Г.Мирианашвили, М.С.Ниорадзе, ТМФ, 33, 276 (1977).
9. В.Р.Гарсеванишвили, Я.З.Дарбаидзе, З.Р.Ментешашвили. Сообщение ОИЯИ, Е 2-12127, Дубна, 1979.
10. Я.З.Дарбаидзе, Н.В.Махалдиани, Л.А.Слепченко. Труды ТГУ, т.203 (1978).
11. Z.Koba, H.B.Nielson, P.Olesen. Nucl. Phys., B 40, 317 (1972).
12. В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко. ЯФ, 23, 432 (1976).
13. F.T. Dao et al. Phys. Rev. Lett., 6, 389 (1974).
14. В.А.Матвеев, Р.Н.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, ЭЧАЯ, 2, 5, "Атомиздат", М. (1971); Lett.Nuovo Cim., 5, 907 (1972), 7, 719 (1973).
15. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков. Введение в теорию квантованных полей. Изд. третье, "Наука", М. (1976).
16. R.J.Crewther. Asymptotic behavior in Quantum field theory. Ref.TH 2119-CERN (1976).

L. Darbaidze

ON A SCALING PROPERTY IN HADRON-NUCLEUS INTERACTIONS

Summary

Semi-inclusive cross sections in the nucleon-nucleus reactions $a+A \rightarrow c(p)+(n-1)+X$ are studied. The method is based on the equation which follows from the automodelity principle and from the renormalization group equation for the cross sections of the quasi-semi-inclusive reaction $a+v \rightarrow c(p)+(n-1)+(v+1)$, where v is the effective number of the interacting nucleons of a nucleus. The solutions of the corresponding equations give a scaling function with a modified variable $(n-\sqrt{a}bR_y)/(\langle n(v,p) \rangle - \sqrt{a}bR_y)$, where R_y is a normalized associated multiplicity, and a, b are determined from the dispersion law $D_p = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(p) \rangle - b$.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

208, 1979

К ВОПРОСУ О ПРОЦЕССАХ МАССОПЕРЕНОСА В СИСТЕМЕ

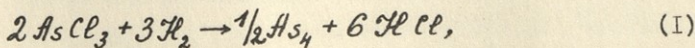
$Ga-AsCl_3-H_2$.

О.В.Кинкладзе, Т.Д.Дараселия

Проточный хлоридный метод широко используется при получении эпитаксиальных слоев $GaAs$ с высокими электрофизическими параметрами. Известен ряд работ [1,2], в которых отмечается значительное влияние на эпитаксиальный рост $GaAs$ процессов, связанных с отклонением от равновесных условий в зоне источника галлия.

В работе [3] предпринята попытка рассчитать количественные соотношения, определяющие степень этого отклонения и ее влияние на процесс выращивания эпитаксиальных слоев $GaAs$ в системе $Ga-AsCl_3-H_2$.

Хлористый водород, образовавшийся в результате разложения паров трихлорида мышьяка



является основным компонентом, взаимодействующим с материалом источника и, следовательно, насыщение газовой фазы моноклоридом галлия определяется степенью полноты взаимодействия HCl и Ga :

$$\beta = \Pi_1 / \Pi_2,$$

где β - коэффициент полноты взаимодействия входного потока HCl и Ga ; Π_1 - поток HCl , прореагировавшего с Ga ; Π_2 - поток HCl , термодинамически способного вступить в реакцию с Ga .

Основываясь на математическом расчете коэффициента массопереноса в диффузионной области, предложенном в работе [4], авторы [3] получили следующее выражение для (2):

$$\beta = \frac{8D_0 \ell T_{\text{уст}}}{8D_0 \ell T_{\text{уст}} + \pi Q T_0}, \quad (3)$$

где $D_0 = 0,6 \text{ см}^2/\text{сек}$ - коэффициент диффузии HCl в водороде при $T_0 = 273^\circ\text{K}$; ℓ - длина реагирующей поверхности галлия, см; $T_{\text{уст}}$ - температура в зоне галлия, $^\circ\text{K}$; Q - скорость потока над галлием, $\text{см}^3/\text{сек}$.

Зависимость $\beta = f(Q)$, рассчитанная по формуле (3), показана на рис. 1 (кривая 1). Значение β монотонно уменьшается с увеличением скорости прохождения потока Q над галлием, что авторы [3] объясняют уменьшением доли прореагировавшего HCl при увеличении Q . Так как скорость роста эпитаксиальных слоев GaAs в диффузионной области лимитируется процессом массопереноса (в нашем случае - количеством монохлорида галлия), увеличение или уменьшение скорости потока Q должно вызывать соответствующее изменение скорости роста, т.е. $V_p \sim \beta$.

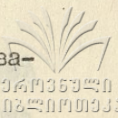
Исходя из этих соображений, нами были определена экспериментальная зависимость $\beta = f(Q)$ (кривая 2, рис.1) по данным скорости роста V_p для различных значений потоков Q (рис.2).

Скорость роста определялась по формуле $V_p = d/t$, где d - толщина выращенного слоя за t минут. В свою очередь $d = \frac{\Delta \rho}{\rho \cdot S}$, где $\Delta \rho$ - разность веса до и после процесса роста, г; ρ - удельный вес арсенида галлия, г/см³; S - площадь эпитаксиального слоя, см².

Погрешность измерения скорости роста не превышала 8%. При этом условия эксперимента (величины $T_{уст}$, ℓ) соответствовали случаю, рассмотренному в работе [3].

Кривая 2 рис. 1 в корне отличается от кривой, рассчитанной по формуле (3). Из сравнения кривой 2 рис. 1 и рис. 2 видно, что, как и следовало ожидать, величина β имеет максимум при тех же значениях Q , что и величина V_p . Кривую, изображенную на рис. 2, можно объяснить следующим образом; увеличение Q , как видно из рис. 3, вызывает возрастание количества $AsCl_3$ - М, генерируемого барботером с $AsCl_3$. Следовательно, возрастает и количество переносимого в зону роста монохлорида галлия, что в последующем выражается в повышении скорости роста слоев. Затем кривая $M = F(Q)$ практически выходит на насыщение, и в этой области значений Q дальнейшее увеличение скорости потока приводит к частичному "проносу" $AsCl_3$ за источник Ga. Количество GaCl₃ из источника галлия уменьшается, следовательно, уменьшается и β . Кроме этого, остаточный $AsCl_3$ вступает в реакцию с растущей пленкой и травит её. Все это приводит к уменьшению скорости роста (рис. 2).

Исходя из расхождений между зависимостями $\beta = f(Q)$, рассчитанными теоретически [3] и экспериментально в настоящей работе, представляло интерес получить эту же зависимость другим,



независимым полуэмпирическим методом – по данным титрования выходной газовой смеси и по убыли веса барботера с $AsCl_3$ (см. рис. 1, кр. 3). В общем, профиль этой кривой совпадает с профилем кривой 2, однако в первом случае "плато", после которого β начинает убывать с ростом Q , несколько больше. Это отличие на наш взгляд обусловлено различным макромеханизмом взаимодействия HCl , Ga и $GaAs$ при различных потоках Q . В принципе, кинетика протекания этого взаимодействия и определяет значение β , а, следовательно, и V_p .

При высоких линейных и объемных скоростях потока Q (~8-10 см/сек) за источником галлия, по-видимому, происходит диссоциация части $AsCl_3$, не успевшего прореагировать по реакции (1), на As_4 и атомарный хлор, который активно вступает в реакцию с подложкой и травит ее. Следовательно, несмотря на увеличение β в результате увеличения выхода реакции образования HCl и $GaCl$, наблюдается уменьшение измеряемой скорости роста (см. рис. 2). Т.к. кривая 2 рис. 1 рассчитана по данным скоростей роста при различных Q , она не учитывает кинетику взаимодействия HCl и Ga . Этим и объясняется различие в продолжительности "плато" на кривых 2 и 3 рис. 1. Затем с увеличением Q преимущественное влияние на величины β и V_p начинает оказывать увеличение доли непрореагировавшего HCl , что выражается в постепенном уменьшении их значений.

Таким образом, двумя независимыми методами мы получили качественно аналогичные зависимости $\beta = f(Q)$, существенно отличающиеся от той же зависимости, предложенной в работе

[3] для идентичных условий эксперимента. Поэтому представляется целесообразным уточнить расчетную формулу (3), например, учитывая площадь источника, полноту протекания реакции (I) и реакции образования монохлорида галлия и т.д.

Поступила 13.XII.1978

ЛИТЕРАТУРА

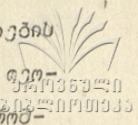
1. H.Seki, H.Araki. Jap.J.Appl.Phys., 1968, v.6, p.1414.
2. Л.И. Дьяконов, В.Н. Маслов, В.Ю. Попеляев. Неорг. материалы, 1970, т.6, № 12, стр. 2102.
3. А.А. Матяш, Г.В. Лунькина, С.С. Стрельченко, В.В. Лебедев. Сб. "Процессы роста и синтеза п/п кристаллов и пленок", ч.1, Н-ск, "Наука", 1975, стр. 175.
4. V.G.Shaffer. J.Electrochem. Soc., 1965, v. 112, N10, -p.988.

თ. ქიმიკაძე, თ. დარჩასველი

$Ga-AsCl_3-H_2$ სისტემაში მასის გადართვის პროცესის
საკონტროლო

რ ე ბ ი უ მ ე

სამართლები მნიშვნელოვან როლს ითამაშებენ გამომწვევების მართვაში. მას-
წარმოებისათვის $Ga-AsCl_3-H_2$ ქიმიკაში სისტემაში მნიშვნელოვან როლს ითამაშებენ
 H_2 გადართვის პროცესის სისწრაფის კონტროლის (β) გამომწვევებზე გადართვის მართვაში გამომწვევი H_2 წყაროს სისწრა-
ფის (θ).



თქონვე მიზანშეწონილი შედეგები ვრცელდება ატმოსფერულ და ურთიერთქმედობების
 მსგავსებას, მათგანამ აქვეს ძალიან დიდი ზეგავლენები განსხვავებას
 რიცხვითი მნიშვნელობის, რთმევილიც გამომდევლილია სხვა ავტორების მიერ. ნამუშაო-
 ში მითვლინილია მისამართებში რამე მიმდებარე, რთმევილიც შეესაბამება რ-
 ვევის ექსპერიმენტული და თეორიული მნიშვნელობის განსხვავებას.

O.Kinkladze, T.Daraselia

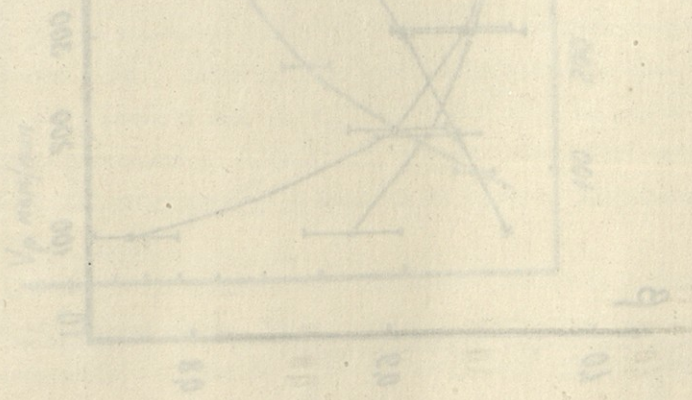
ON THE MASS TRANSPORT PROCESSES IN THE
 $Ga-AsCl_3-H_2$ SYSTEM

Summary

The dependence of the coefficient (β), total interaction of gaseous HCl with Ga, on the rate of (Q) HCl flow over the source in the open tube $Ga-AsCl_3-H_2$ system has been investigated by two independent techniques.

The dependences $\beta = f(Q)$ obtained by the two techniques are similar, but they differ qualitatively from theoretical curves calculated elsewhere.

In this paper we consider the reasons of the difference between theoretical and experimental results.



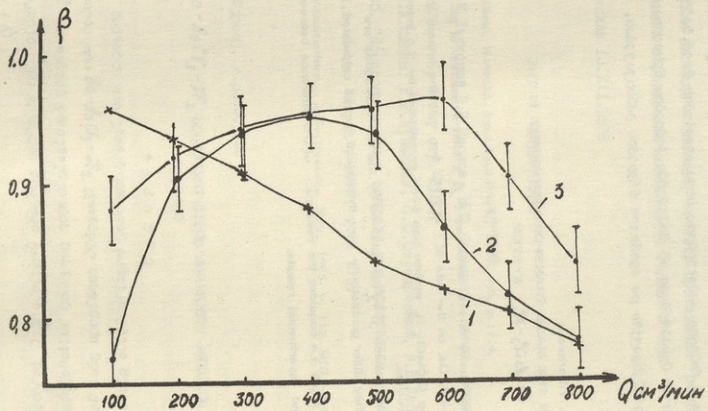


Рис. I

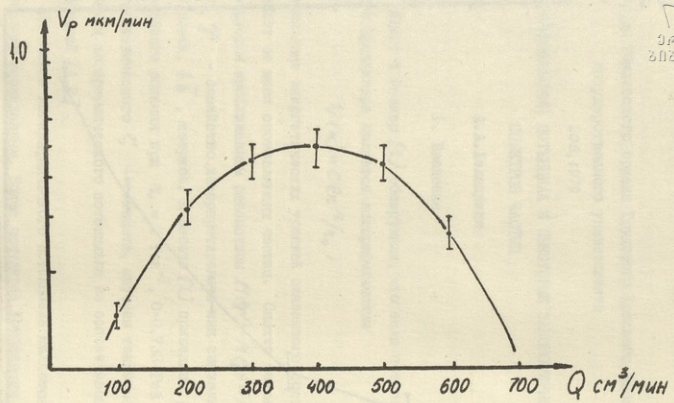


Рис. 2

17

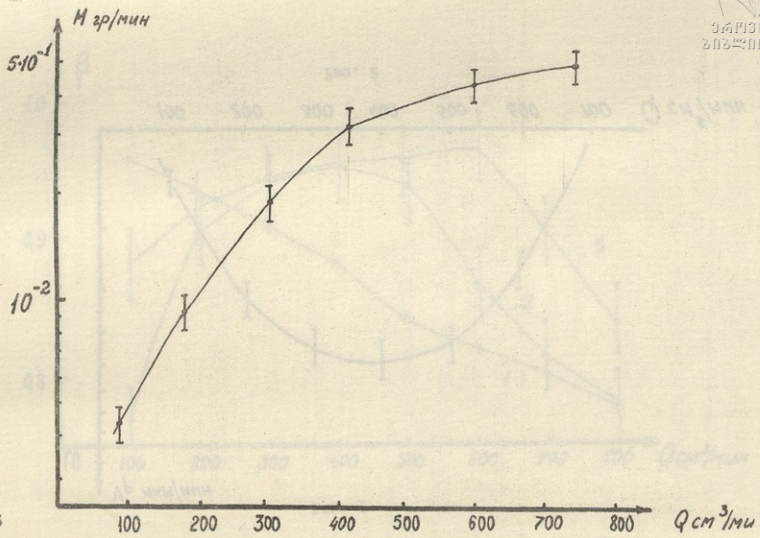


Рис. 3

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
208, 1979

ЛОГАРИФИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ И НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ
СПЕКТРОВ ЧАСТИЦ

А. А. Хелашвили

I. Введение

Квитт и Рознер [1] обнаружили, что если потенциал в уравнении Шредингера является логарифмическим

$$V(x) = C \ln x/x_0, \quad (1.1)$$

расщепление энергетических уровней связанного состояния не зависит от масс составляющих частиц. Спектр такого рода мотивируется приближенным равенством $M(\psi') - M(\psi) \approx M(\psi') - M(\psi)$, если ψ - семейство интерпретировать как связанные состояния новых, $b\bar{b}$, кварков. В работе [1] приведены результаты численного решения при $x_0 = 1 \text{ Гэв}^{-1}$, $C = 0.733 \text{ Гэв}$ для ψ , ψ' и гипотетического ζ - семейств, изучены также некоторые аспекты логарифмического потенциала на основе масштабных соображений [1, 2].

Появление логарифмического потенциала является в некотором отношении неожиданным. Более популярна комбинация линейного и кулоновского потенциалов [3-7]. Из квантовой хромодинамики следует, что потенциал взаимодействия кварка и антикварка на близких расстояниях содержит кулоновскую компоненту, а на далеких

расстояниях он должен обеспечить заключение кварков, что обычно достигается каким-либо степенным потенциалом. В частности, линейный потенциал совместно с кулоновским хорошо передает основные черты спектра чармония [6]. Однако для перехода к новому семейству \mathcal{Y} требуется существенное изменение параметров этого потенциала [1].

Логарифмический потенциал в какой то мере имитирует ход линейного /плюс кулоновский/ потенциала, хотя его поведение более гладкое как на бесконечности, так и в начале координат. Поэтому можно ожидать альтернативного описания уровней чармония, как это имело место в работе [1]. Следует отметить, что, наряду с численными решениями, очень важно иметь более полные и явные аналитические выражения для разных наблюдаемых величин.

Ниже мы построим аналитическое решение уравнения Шредингера с логарифмическим потенциалом. Выясняется, что часть массовых формул являются точными, несмотря на то, что уравнение не решается аналитически точно. Мы находим также приближенное аналитическое решение и исследуем разные системы векторных мезонов. Показываем, что закономерности спектров передаются в основном удовлетворительно.

2. Собственные значения логарифмического потенциала

а) Общий случай.

Рассмотрим уравнение Шредингера с логарифмическим потенциалом (1.1)

$$\left\{ \frac{1}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + E - \frac{e(e+1)}{2\mu r^2} - c e r^{1/r_0} \right\} u(r) = 0, \quad (2.1)$$

где μ - приведенная масса. Следуя работе [8], совершим переход к новой переменной

$$\tilde{x} = \ell \kappa^2 / \kappa_0 \quad (2.2)$$

и проведем преобразование Лангера

$$u = \exp\left(\frac{\tilde{x}}{2}\right) \Phi(\tilde{x}). \quad (2.3)$$

Тогда для функции $\Phi(\tilde{x})$ получается уравнение

$$\frac{d^2 \Phi(\tilde{x})}{d\tilde{x}^2} + \left[-(\ell + 1/2)^2 + v(\tilde{x}) \right] \Phi(\tilde{x}) = 0, \quad (2.4)$$

где

$$v(\tilde{x}) = (\alpha - \beta \tilde{x}) \exp(2\tilde{x}), \quad (2.5)$$

$$\alpha = 2\mu \kappa_0^2 E, \quad \beta = 2\mu \kappa_0^2 C. \quad (2.6)$$

Функция $v(\tilde{x})$ имеет максимум при

$$\tilde{x}_0 = \frac{2\alpha - \beta}{2\beta} = \frac{E}{C} - \frac{1}{2}, \quad C > 0. \quad (2.7)$$

Разлагая $v(\tilde{x})$ вблизи \tilde{x}_0 , приходим к уравнению

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Phi(\omega)}{d\omega^2} + \left[\frac{-(\ell + 1/2)^2 + \hbar^4/4}{\hbar^2} - \frac{\omega^2}{4} \right] \Phi(\omega) = \\ = \sum_{i=3}^{\infty} \frac{(i-1) \cdot 2^{i-3}}{i!} \frac{\omega^i}{\hbar^{i-2}} \Phi(\omega), \end{aligned} \quad (2.8)$$

где

$$\hbar = \{4\beta \exp(2\tilde{x}_0)\}^{1/4}, \quad \omega = \hbar(\tilde{x} - \tilde{x}_0). \quad (2.9)$$

Квадратично-интегрируемые решения "свободного" уравнения (2.8) без правой части - функции параболического цилиндра, $\mathcal{D}_{n-1}(\omega)$, где $n = 1, 2, \dots$. Для полного решения подставляем [8]

$$\frac{1}{\hbar^2} [-(\ell + 1/2)^2 + \hbar^4/8] = n - 1/2 + \frac{\Delta}{\hbar},$$

после чего уравнение (2.8) принимает вид

$$\begin{aligned} (-2\hbar \frac{d^2}{d\omega^2} - 2n + 1 + \frac{\omega^2}{2}) \Phi(\omega) = \frac{2\Delta}{\hbar} \Phi(\omega) - \\ - \sum_{i=3}^{\infty} \frac{(i-1) 2^{i-2}}{i!} \frac{\omega^i}{\hbar^{i-2}} \Phi(\omega). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Данное уравнение имеет удобную форму для определения Δ по теории возмущений по обратным степеням \hbar . Однако уже из вида выписанных уравнений можем получить общую структуру собственных значений, не решая уравнения (2.11). В самом деле, согласно (2.11) Δ зависит лишь от n и ℓ . Возвращаясь к (2.10), можем утверждать, что оно представляет уравнение между \hbar , n и ℓ . Его решение, для удобства, запишем в виде

$$\hbar^2 = 2x_n^\ell, \quad (2.12)$$

где x_n^ℓ зависят лишь от n и ℓ . Учитывая (2.9), а также (2.6) и (2.7), получаем для уровней энергии

$$E_n^\ell = \frac{c}{2} - \frac{c}{2} \ell_n (2\mu r_0^2 c) + c \ell_n x_n^\ell. \quad (2.13)$$

На основе этого результата можем сформулировать следующую теорему:

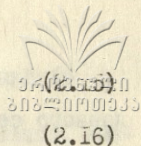
Теорема. Массы связанных состояний двух нерелятивистских частиц, взаимодействующих посредством логарифмического потенциала (1.1), имеют вид

$$M_n^\ell(m_1, m_2) = M_0(m_1, m_2) + \Delta M_n^\ell, \quad (2.14)$$

где

$$M_0(m_1, m_2) = m_1 + m_2 + \frac{c}{2} - \frac{c}{2} \ln(2\mu_{12} \kappa_0^2 c),$$

$$\Delta M_n^e = c \ln x_n^e.$$



(2.16)

Важность этой теоремы заключается в следующем:

- Выражение (2.15) для $M_0(m_1, m_2)$ является точным. При этом, оно не зависит от n и ℓ ;

- Величины x_n^e , которые определяют расщепление масс по n и ℓ , не зависят от масс составляющих, а также от c и κ_0 .

Замечательное свойство логарифмического потенциала состоит в том, что эти два вклада разделяются в виде аддитивных слагаемых. Некоторые интересные следствия этого факта для связанных систем кварка и антикварка (т.е. бозонов) приведены ниже:

1) Пусть два семейства кварков (q_1, q_2) и (q_3, q_4) имеют одинаковые значения параметров c и κ_0 . Тогда

$$E_n^e(q_1, \bar{q}_2) - E_n^e(q_3, \bar{q}_4) = \frac{-c}{2} \ln \frac{\mu_{12}}{\mu_{34}}. \quad (2.17)$$

В литературе имеется аналогичная формула лишь для S -состояний [2].

2) В тех же условиях, для бозонов со "скрытыми" квантовыми числами в двух разных семействах имеем

$$M_n^e(Q\bar{Q}) - M_n^e(q\bar{q}) = 2(m_Q - m_q) - \frac{c}{2} \ln \frac{m_Q}{m_q}. \quad (2.18)$$

3) Массу тяжелого бозона с "открытым" квантовым числом можно вычислить по формуле

$$2M_n^e(Q\bar{q}) = M_n^e(Q\bar{Q}) + M_n^e(q\bar{q}) + \frac{c}{2} \ln \left[\frac{m_Q}{4m_q} \left(1 + \frac{m_Q}{m_q} \right)^2 \right]. \quad (2.19)$$

4) Для массы бозона с "открытым" квантовым числом ℓ внутри данного семейства имеем

$$M_n^\ell(Q\bar{Q}) = M_n^\ell(Q\bar{Q}) - (m_1 - m_2) + \frac{c}{2} \ell n \frac{m_1 + m_2}{2m_2}. \quad (2.20)$$

Во всех выписанных массовых соотношениях выпала зависимость от x_n^ℓ - все определяется членом $M_0(m_1, m_2)$. Поэтому соотношения (2.17) - (2.20) являются точными. Таким образом, возникает весьма забавная ситуация - уравнение Шредингера с логарифмическим потенциалом не решается аналитически точно, тем не менее, можно получить точные массовые соотношения.

б) Приближенное решение.

Информацию о величинах x_n^ℓ можно получить решая уравнения (2.10) - (2.11) численно на ЭВМ. Однако удобнее иметь разумное аналитическое выражение. С этой целью мы используем метод теории возмущений по обратным степеням \hbar , развитый в работе [8]. В порядке $1/\hbar$ получается (см. Дополнение)

$$\Delta = - \frac{33q^2 + 1}{72\hbar}, \quad q = 2n - 1. \quad (2.21)$$

Подставляя это в (2.10) и решая квадратное уравнение, для $\hbar^2/2$ получаем

$$\hbar^2/2 = q \pm \sqrt{2\ell(\ell+1) + \frac{3q^2 + 17}{36}}. \quad (2.22)$$

Выбирая положительный знак перед корнем (в противном случае правая часть (2.22) может стать отрицательной) и вспоминая (2.9), (2.6) и (2.7), а также (2.13), получаем

$$x_n^\ell = 2n - 1 + \sqrt{2\ell(\ell+1) + \frac{3(2n-1)^2 + 17}{36}}. \quad (2.23)$$

3. Квадрат модуля волновой функции

Во многих приложениях, как например, ширины распадов, важную роль играет квадрат модуля волновой функции. Удобно исходить из выражения [6]

$$|\Psi_n(0)|^2 = \frac{\mu}{4\pi} \left\langle \frac{\partial V}{\partial x} \right\rangle, \quad (3.1)$$

которое в нашем случае имеет вид

$$|\Psi_n(0)|^2 = \frac{\mu C}{2\pi x_0} e^{-z_0} \frac{f_n(1/x_0)}{f_n(1/2x_0)}, \quad (3.2)$$

где

$$f_n(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{i\omega} \Phi_n^2(\omega). \quad (3.3)$$

Как показано в Дополнении, $\Phi_n(\omega)$ представляет собой линейные комбинации функций параболического цилиндра, которые, в свою очередь, для целочисленного индекса определены соотношением

$$D_m(\omega) = (-1)^m e^{\frac{\omega^2}{4}} \frac{d^m}{d\omega^m} \left(e^{-\frac{\omega^2}{2}} \right). \quad (3.4)$$

Поэтому интегралы типа (3.3) берутся элементарно в каждом конкретном случае и в результате, в формуле (3.2) возникает отношение двух полиномов по степеням $1/x_0^2 \sim 1/x_n^0$. Окончательное выражение выглядит следующим образом

$$|\Psi_n(0)|^2 = \frac{\sqrt{C^3 \mu^3}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\exp\left\{-\frac{3}{4x_n^0}\right\}}{x_n^0} K_n(1/x_n^0). \quad (3.5)$$

где $K_n(1/x_n^0)$ есть отношение полиномов.

Например, для ширины лептонного распада векторного мезона, состоящего из $Q\bar{Q}$, имеем

$$\Gamma_n((Q\bar{Q}) \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\alpha^2 e_q^2 \sqrt{C_q^3 m_q^3}}{M_n^2(Q\bar{Q})} \frac{\exp\{-\frac{3}{4x_n^0}\}}{x_n^0} K_n(1/x_n^0) \quad (3.6)$$

Отсюда видно, что отношение ширины лептонных распадов разных векторных частиц с одинаковыми значениями n

$$\frac{\Gamma_n(Q\bar{Q})}{\Gamma_n(q\bar{q})} = \frac{e_q^2}{e_q^2} \left(\frac{M_n(q\bar{q})}{M_n(Q\bar{Q})} \right)^2 \left(\frac{C_q m_q}{C_Q m_Q} \right)^{3/2} \quad (3.7)$$

не зависит от x_n^0 и является точным выражением.

4. Чармоний, ботомий и т.д.

Для анализа спектров необходимо зафиксировать значения параметров модели. Можно было, конечно, воспользоваться результатами работы [1]. Однако приближенная формула (2.23) представляет самостоятельный интерес. Поэтому мы применим ее для изучения спектров.

По первым двум уровням чармония ψ (3.095) и ψ' (3.684) определяем $C \approx 0.689$ Гэв и $M(\text{сб}) \approx 2.711$ Гэв. Считая, что такое же значение C применимо в системе $(b\bar{b})$, по первому уровню Υ (9.40) определяем $M_0(b\bar{b}) \approx 9.016$ Гэв. В таблице приведены рассчитанные по формуле (2.23) спектры для некоторых, более интересных значений углового момента. Исходные значения масс подчеркнуты. Приводится также спектр гипотетического ζ - семейства, причем для задания неизвестного основного уровня, в отличие от [1,7], мы исходили из эмпирического факта

$$M_{\psi}/M_{\phi} \approx M_{\Upsilon}/M_{\psi} \quad , \quad \text{обобщая его на } M_5/M_2.$$

Интересно отметить, что полученные спектры весьма близки с результатами работы [1], при этом существенно, что наши результаты не зависят от конкретного значения M_0 .



ИФМ СО АН УССР
 202 210 01033

ℓ n	$M(c\bar{c})$			$M(b\bar{b})$		$M(\zeta)$
	0	1	2	0	1	0
1	<u>3.095</u>	3.499	3.754	<u>9.400</u>	9.803	<u>28.50</u>
2	<u>3.684</u>	3.858	4.015	9.989	10.163	29.09
3	4.011	4.105	4.211	10.316	10.410	29.42
4	4.235	4.292	4.367	10.540	10.597	29.64
5	4.405	4.443	4.498	10.710	10.748	29.81
6	4.541	4.568	4.610	10.846	10.873	29.95

Естественно возникает вопрос - можно ли применить данную модель к легким векторным частицам, т.е. состоящим из легких кварков $u, d \equiv q$ и S ? Если использовать то же значение параметра C , получаем:

для ρ - 0.77, 1.36, 1.68, 1.91, 2.07, ...
 для ϕ - 1.02, 1.61, 1.93, 2.16, 2.32, ...

Эти значения масс не согласуются с наблюдаемым спектром. С другой стороны, если узкий резонанс массой 1.498 Гэв, наблюдаемый недавно на *ADONE* [9], считать первым возбужденным состоянием ϕ -мезона, то в семействах ρ и ϕ возникает характерная для логарифмического потенциала эквидистантность $\rho'(1.25) - \rho(0.77) \approx \phi'(1.498) - \phi(1.02)$. Поэтому можно попытаться изучить эти системы самостоятельно. Определив по первым ρ -состояниям $C_\rho \approx 0.561$ Гэв и $M_0(\rho) \approx 0.458$ Гэв, и считая,

что такое же значение C применимо для системы $(s\bar{s})$ по отношению к новому уровню ϕ (1.02) определяем $M_0(\phi) \approx 0.708$ Гэв. Тогда формула (2.23) предсказывает

для ρ - 0.77, 1.25, 1.52, 1.70, 1.84, 1.95, 2.03, 2.12

для ϕ - 1.02, 1.50, 1.77, 1.95, 2.09, 2.20, ...

Экспериментально наблюдаются резонансы ρ - типа 1.25 [9,10], 1.54 \pm 0.03 [9], 1.70 \pm 0.02 [9], 2.10 [10]. В ϕ - состояниях экспериментальная информация более скудная - 1.498 \pm 0.004 [9], 1.830 /?/ [9], 2.13 [10]. Сравнение показывает, что в рассмотренной нами модели согласие по крайней мере не хуже, чем для чармония. Небезынтересно отметить также, что для $\ell=1$ состояния u, d кварков получается $M_{n=1}^{\ell=1}(q\bar{q}) \approx 1.100$ Гэв, что следует сравнить с центром тяжести 3P_J триплета $A_2(1.31)$, $A_1(1.10)$, $\delta(0.97)$. Аналогично, $M_{n=1}^{\ell=1}(s\bar{s}) \approx 1.350$ Гэв. Соответствующим 3P_J триплетом мог быть $S^*(0.993)$, $D(1.285)$, $f'(1.514)$.

5. Массы кварков

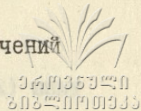
Заключение предыдущего параграфа состоит в том, что векторные частицы со "скрытым" квантовым числом (странность, чарм, и т.д.) требуют два значения параметра C

$$C = C_H \approx 0.689 \text{ Гэв} \quad \text{для } (c\bar{c}), (b\bar{b}),$$

$$C = C_L \approx 0.561 \text{ Гэв} \quad \text{для } (q\bar{q}), (s\bar{s}).$$

Для частиц с "открытым" квантовым числом естественно применить $C = C_L$ в случае $(s\bar{q})$ - состояний и $C = C_H$ в случае $(b\bar{c})$ - состояний. В случае же смешанных состояний тяжелых и легких кварков, как, например, $(c\bar{q}), (c\bar{s}), (b\bar{q}), (b\bar{s})$ нет определенного руководящего принципа. Поэтому та-

кие состояния мы будем фитировать с помощью обеих значений C , а также $\tilde{C} = \sqrt{C_H C_L} \approx 0.622$ Гэв.



Другое характерное свойство модели - расщепление уровней, которое содержит никакой информации о параметре χ_0 . Наличие же произвольного параметра χ_0 в массовой формуле (2.15) не позволяет определить массы кварков по известным массам векторных частиц. Можно было, конечно, зафиксировать χ_0 произвольно, как например, в [1]. Если взять $\chi_0^{-1} = 1$ Гэв, тогда по массе ψ (3.095) из (2.15) следует $m_c \approx 1.142$ Гэв. Это не очень привлекательно, так как чармоний не будет достаточно нерелятивистской системой. Кроме того, соответствующие уравнения для ρ и ϕ мезонов вообще не имеют решения. Поэтому мы отказываемся от такого пути и проанализируем одну из простейших возможностей.

Волновые функции нулевого порядка дают

$$\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\alpha^2 e_c^2 \sqrt{C_H^3 m_c^3}}{M_\psi^2} \cdot \frac{\exp\{-\frac{3}{4x_1^0}\}}{x_1^0} \quad (5.1)$$

Подставляя сюда численные значения параметров, а также $\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-) = 4.8$ Кэв, получаем $m_c \approx 1.73$ Гэв. Далее из отношения лептонных распадов

$$\frac{\Gamma_\psi}{\Gamma_\phi} = \frac{e_c^2}{e_s^2} \frac{M_\phi^2}{M_\psi^2} \left(\frac{C_H m_c}{C_L m_s} \right)^{3/2}, \quad (5.2)$$

при $\Gamma_\phi \approx 1.3$ Кэв следует $m_s \approx 0.51$ Гэв.

Согласно (2.18) имеем

$$M_\phi - M_\rho = 2(m_s - m_q) - \frac{C_L}{2} \ln \frac{m_s}{m_q}, \quad (5.3)$$

откуда следует $m_q \approx 0.32$ Гэв. Тогда массовые соотношения

типа (2.20) предсказывают (в Гэв-ах)



	$C = 0.689$	$C = 0.561$	$C = 0.622$
M_K^*		0.903	
M_D^*	2.089	2.012	2.047
M_P^*	2.146	2.096	2.120

Для ширины лептонных распадов получается (в Кэв-ах)

$$\psi (3.095) - \underline{4.8}, \quad \psi' (3.684) - 1.84, \quad \psi'' (4.011) - 1.03$$

$$\psi''' (4.235) - 0.69, \quad \psi'''' (4.405) - 0.51, \quad \rho (0.77) - 5.1.$$

Из уравнения

$$M_{\psi} - M_{\psi'} = 2(m_g - m_c) - \frac{C_H}{2} \ln \frac{m_g}{m_c} \quad (5.4)$$

следует $m_g \approx 5.07$ Гэв. Для массы гипотетического шестого кварка, ζ , аналогично получаем $m_{\zeta} \approx 14.8$ Гэв. Далее предсказываем массы тяжелых частиц с открытыми квантовыми числами

$$M(b\bar{q}) \approx 5.37, \quad M(b\bar{s}) \approx 5.41, \quad M(b\bar{c}) \approx 6.30 \quad (\text{в Гэв-ах})$$

$$M(\zeta\bar{q}) \approx 15.11, \quad M(\zeta\bar{s}) \approx 15.14, \quad M(\zeta\bar{c}) \approx 16.00, \quad M(\zeta\bar{b}) \approx 19.0$$

(в Гэв-ах)

Кроме того, $\Gamma(\gamma \rightarrow e^+e^-) \approx 0.136 \Gamma_{\psi} \approx 0.65$ Кэв при $e_b = -1/3$ и $\Gamma_{\zeta} \approx 1.42 \frac{e_{\zeta}^2}{e_c^2}$ Кэв. Мы видим, что лептонные ширины предсказываются сравнительно хуже, чем массы.

Параметр χ_0 можно вычислить из выражения для M_0 . Имеются два значения χ_0 , отвечающие легким и тяжелым кваркам

$$\chi_{0L} \approx 5.375 \text{ Гэв}^{-1}, \quad \chi_{0H} \approx 4.480 \text{ Гэв}^{-1}.$$

Кроме того, по теореме вириала имеем [1]

$$\langle \beta^2 \rangle = \frac{1}{m} \langle T \rangle = \frac{1}{m} \left\langle \frac{r}{2} \frac{dV}{dr} \right\rangle = \frac{C}{2m},$$

что для чармония (ψ) дает $\langle \beta^2 \rangle_{\psi} \approx 0.2$, т.е. нерелятивистское приближение не должно быть очень грубым. Для более тяжелых систем релятивистское движение еще меньше, напр., $\langle \beta^2 \rangle_{\psi} \approx 0.07$.

6. Тонкое расщепление уровней чармония в случае логарифмического потенциала

Мы рассмотрим также проблему тонкого и сверхтонкого расщеплений уровней чармония с логарифмическим потенциалом. Как и в случае линейного (плюс кулон) потенциала, выясняется, что только векторная вершина недостаточна для объяснения расщеплений наинизших S и P уровней. Поэтому, следуя работам [11, 12], ядро взаимодействия возьмем в виде

$$K = f V \Gamma_1^{\mu} \Gamma_{2\mu} + (1-f) V \mathbb{1}_1 \times \mathbb{1}_2, \quad (6.1)$$

где f измеряет долю векторного взаимодействия, а $\Gamma^{\mu}(q)$ содержит взаимодействие с аномальным цветным магнитным моментом кварка

$$\Gamma^{\mu}(q) = \gamma^{\mu} - \frac{i\alpha}{2m} \epsilon^{\mu\nu} q_{\nu}. \quad (6.2)$$

С точностью до членов порядка v^2/c^2 эффективный гамильтониан тонкого расщепления имеет вид [11]

$$H' = f \frac{1+\alpha}{4m^2} \nabla^2 V(r) + f \frac{(1+\alpha)^2}{6m^2} \nabla^2 V(r) \vec{b}_1 \cdot \vec{b}_2 + \frac{1}{m^2} \left[2f(1+\alpha) - \frac{1}{2} \right] \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S} + \quad (6.3)$$

$$+ f \frac{(1+x)^2}{12m^2} \left(\frac{1}{r} \frac{dV}{dr} - \frac{d^2V}{dr^2} \right) (3\vec{b}_1 \cdot \vec{n} \vec{b}_2 \cdot \vec{n} - \vec{b}_1 \cdot \vec{b}_2).$$

Если $V(r)$ чисто логарифмический потенциал, то каждый член в (6.3) зависит от r как $1/r^2$, поэтому весь вклад этого гамильтониана можно включить в центробежный член. Пренебрегая $S-D$ смешиванием, окончательный результат выглядит следующим образом - выражение (2.23) для ΔM_n^e заменяется на

$$\Delta \tilde{M}_n^e = c \epsilon_n \left\{ 2n-1 + \sqrt{2\ell(\ell+1) + \frac{3(2n-1)^2 + 17}{36} + 2\delta} \right\}, \quad (6.4)$$

где

$$\begin{aligned} \delta = & \frac{c}{m} \left[2f(1+x) - \frac{1}{2} \right] \cdot \frac{1}{2} [J(J+1) - \ell(\ell+1) - S(S+1)] + \\ & + \frac{c}{m} f \frac{(1+x)^2}{6} \delta_{S1} \left[2\delta_{EJ} - 2\frac{J-1}{2J+1} \delta_{EJ-1} - 2\frac{J+1}{2J+1} \delta_{EJ+1} \right] + \\ & + \frac{c}{m} f \frac{(1+x)^2}{6} [2S(S+1) - 3] + \frac{c}{m} f \frac{1+x}{4}. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Когда δ мало и можно рассмотреть как возмущение, в первом порядке имеем

$$\Delta \tilde{M}_n^e \approx \Delta M_n^e + \frac{c \cdot \delta}{x_n^e \sqrt{\Lambda_n^e}}, \quad (6.6)$$

где

$$\Lambda_n^e = 2\ell(\ell+1) + \frac{3(2n-1)^2 + 17}{36}. \quad (6.7)$$

Рассмотрим некоторые следствия:

а) Для отношения ${}^3S_1 - {}^1S_0$ расщеплений основного и первого возбужденного уровней получаем

$$\frac{M(2^3S_1) - M(2^1S_0)}{M(1^3S_1) - M(1^1S_0)} = \frac{x_1^0 \sqrt{\Lambda_1^0}}{x_2^0 \sqrt{\Lambda_2^0}} \approx 0.2865.$$

(6.8)

Если интерпретировать χ_c (2.830) как 1^1S_0 состояние чармония, согласно (6.8) предсказываем $M(2^1S_0) \approx 3.608$ Гэв. Интересно отметить, что имеется сообщение о наблюдении такого уровня в недавних экспериментах [13].

б) На основе лишь масштабных соображений для логарифмического потенциала из уравнения Шредингера получается

$$E(3S_1) - E(1S_0) \sim f c \frac{(1+x_1)(1+x_2)}{m_1+m_2}, \quad (6.9)$$

т.е. расщепления обратно пропорциональны массам кварков (не считая аномального цветного момента). На эксперименте эта закономерность соблюдается строго: $\rho - J \approx 0.630$ Гэв, $K^* - K \approx 0.398$ Гэв, $D^* - D \approx 0.145$ Гэв, $F^* - F \approx 0.110$ Гэв. Исключение составляет лишь $\psi - \chi_c$ расщепление, что в данной схеме подсказывает о наличии большого аномального цветного момента у S кварка. Из отношения $\frac{K^* - K}{\rho - J} \approx 0.63$, при использовании полученных выше значений масс кварков, следует $\frac{1+x_s}{1+x_q} \approx 0.817$. Тогда получаем $\frac{D^* - D}{F^* - F} \approx 1.318$, в прекрасном согласии с экспериментом. Теперь из отношения $\frac{\psi - \chi_c}{F^* - F} \approx 2.41$ следует $\frac{1+x_c}{1+x_s} \approx 3.727$. Тогда $\frac{\psi - \chi_c}{D^* - D} \approx 1.83$,

что так же хорошо согласуется с экспериментом.

Считая теперь, что, например, $x_q \approx 0$, получаем для цветных моментов

$$\alpha_s \approx -0.183, \quad \alpha_c \approx 2.045.$$

в) Для расчета ${}^{2S+1}P_J$ состояний нужно еще зафиксировать параметр f . Это можно сделать, например, исходя из выражения $E(1^3S_1) - E(1^1S_0)$, откуда следует $f \approx 0.204$.

В этом случае для масс имеем

$$M({}^3P_2) \approx 3.543, \quad M({}^3P_1) \approx 3.514, \quad M({}^3P_0) \approx 3.432$$

$$R_1 = \frac{M({}^3P_2) - M({}^3P_1)}{M({}^3P_1) - M({}^3P_0)} \approx 0.35.$$

Лучшее описание P -уровней получается при $f \approx 0.23$.

Тогда

$$M({}^3P_2) \approx 3.552, \quad M({}^3P_1) \approx 3.513, \quad M({}^3P_0) \approx 3.418 \quad \text{и}$$

$R_1 \approx 0.41$, а для 1P_1 уровня предсказывается масса $M({}^1P_1) \approx 3.462$ ГэВ.

7. Заключение

Основной результат данной работы состоит в доказательстве теоремы о собственных значениях логарифмического потенциала формулы (2.14) - (2.16). Из этой теоремы, в частности, следует, что для произвольных двух семейств кваркония имеет место правило интервалов

$$\frac{M_2^e(q\bar{q}) - M_1^e(q\bar{q})}{M_2^e(q\bar{q}) - M_1^e(q\bar{q})} = \frac{M_3^e(q\bar{q}) - M_1^e(q\bar{q})}{M_3^e(q\bar{q}) - M_1^e(q\bar{q})} = \dots = \frac{M_n^e(q\bar{q}) - M_1^e(q\bar{q})}{M_n^e(q\bar{q}) - M_1^e(q\bar{q})} = \text{const.}$$

Данное правило можно использовать для идентификации частиц в разных семействах, а также для предсказания некоторых уровней. Применительно к ψ , ϕ , ρ семействам оно дает удовлетворительное описание существующих экспериментальных



ИФМ АН УССР
2102:П101033

данных. Не следует, однако, забывать о предсказании $n = 4$ уровня чармония, наблюдение которого является весьма критическим для оценки логарифмического потенциала.

Интересно также отметить, что наличие решения в аналитическом виде существенно расширяет круг исследуемых вопросов. Как показано выше, основные закономерности спектров мезонов как связанных состояний кварков и антикварков удовлетворительно описывается с помощью приближенной формулы (2.23) при следующих значениях масс составляющих кварков;

$$m_{u,d} \approx 0.32 \text{ ГэВ}, \quad m_s \approx 0.51 \text{ ГэВ}, \quad m_c \approx 1.73 \text{ ГэВ}.$$

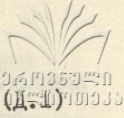
Сравнительно хуже согласуются с экспериментом предсказания о ширинах лептонных распадов. Причиной тому может быть, естественно, тот факт, что ширины распадов существенно зависят от поведения волновой функции в начале координат. Из квантовой хромодинамики следует, что здесь должна доминировать кулоновская компонента, в то время, как логарифмический потенциал ведет себя более гладко.

Несмотря на это, успех в описании массового спектра заставляет думать, что в потенциале кварка и антикварка при некоторых расстояниях между ними доминирует вклад логарифмического потенциала.

Отметим, что уравнение Шредингера с логарифмическим потенциалом было также решено в недавней работе [14] и применено к ψ и Υ системам.

ДОПОЛНЕНИЕ

Уравнение (2.11) перепишем в виде



$$\mathcal{D}_q \Phi(\omega) = \frac{2\Delta}{\hbar} \Phi(\omega) - \sum_{i=3}^{\infty} \frac{(i-1) \cdot 2^{i-2}}{i!} \frac{\omega^i}{\hbar^{i-2}} \Phi(\omega), \quad (D.1)$$

где

$$\mathcal{D}_q \equiv -2 \frac{d}{d\omega^2} - q + \frac{\omega^2}{2}, \quad q = 2n-1, \quad n = 1, 2, \dots \quad (D.2)$$

Метод теории возмущений по степеням $1/\hbar$, развитый в работах [8, 14], состоит в следующем: разлагаем функцию $\Phi(\omega)$

в ряд

$$\Phi(\omega) = \Phi^{(0)} + \Phi^{(1)} + \Phi^{(2)} + \dots, \quad (D.3)$$

где в нулевом приближении $\Phi^{(0)} = \Phi_q = \mathcal{D}_{q-1}(\omega)$ есть функция параболического цилиндра с целочисленным индексом. Учитывая это и подставляя разложение (D.3) в уравнение (D.1), с помощью рекуррентных соотношений для \mathcal{D}_q функций, можно построить последовательные приближения [8]. Например,

$$\Phi^{(1)} = \sum_{i=3}^{\infty} \frac{1}{\hbar^{i-2}} \sum_{\substack{j=2i \\ j \neq 0}}^{-2i} \frac{[q, q+j]_i}{j} \Phi_{q+j}(\omega), \quad (D.4)$$

$$\Phi^{(2)} = \sum_{i=3}^{\infty} \frac{1}{\hbar^{i-2}} \sum_{\substack{j=2i \\ j \neq 0}}^{-2i} \frac{[q, q+j]_i}{j} \sum_{i'=3}^{\infty} \frac{1}{\hbar^{i'-2}} \sum_{\substack{j'=2i' \\ j+j' \neq 0}}^{-2i'} \frac{[q+j, q+j+j']_{i'}}{j+j'} \Phi_{q+j+j'}, \quad (D.5)$$

где приняты следующие обозначения [8]

$$[q, q]_3 = 2\Delta - \tilde{S}_3(q, 0), \quad (D.6)$$

$$[q, q+j]_3 = -\tilde{S}_3(q, j), \quad j \neq 0$$

$$[q, q+j]_i = -\tilde{S}_i(q, j), \quad i > 3$$

В свою очередь

$$\tilde{S}_i(q, j) = \frac{(i-1) \cdot 2^{i-2}}{i!} S_i(q, j),$$

(Д.7) 19359-20
203-0010133

а коэффициенты S_i возникают в рекуррентных соотношениях следующего вида:

$$\omega^i \Phi_q(\omega) = \sum_{j=-2i}^{2i} S_i(q, j) \Phi_{q+j}(\omega). \quad (\text{Д.8})$$

Выпишем несколько ненулевых коэффициентов, которые понадобятся в дальнейших расчетах

а) $S_1(q, 2) = 1, \quad S_1(q, -2) = \frac{1}{2}(q-1);$

б) $S_2(q, 0) = q, \quad S_2(q, 4) = 1, \quad S_2(q, -4) = \frac{1}{4}(q-1)(q-3);$

в) $S_3(q, 6) = 1, \quad S_3(q, 2) = \frac{3}{2}(q+1), \quad S_3(q, -2) = \frac{3}{4}(q-1)^2,$
 $S_3(q, -6) = \frac{1}{8}(q-1)(q-3)(q-5); \quad (\text{Д.9})$

г) $S_4(q, 8) = 1, \quad S_4(q, 4) = 2q+3, \quad S_4(q, 0) = \frac{3}{2}(q^2+1),$
 $S_4(q, -4) = \frac{1}{2}(q-1)(q-2)(q-3), \quad S_4(q, -8) = \frac{1}{16}(q-1)(q-3)(q-5)(q-7);$

Таким образом, в произвольном порядке по $1/\hbar$ волновая функция $\Phi(\omega)$ представляет собой суперпозицию функций параболического цилиндра с вполне известными коэффициентами.

Собственные значения можно найти следующим образом: после подстановки разложения (Д.3) в уравнение (Д.1) совершаем сокращения и нескомпенсированное выражение в правой части уравнения приравниваем нулю. В результате получается

$$0 = R_q^{(0)} + R_q^{(1)} + R_q^{(2)} + \dots, \quad (\text{Д.10})$$

где, например,

$$R_q^{(0)} = \sum_{i=3}^{\infty} \frac{1}{h^{i-2}} [q, q]_i,$$

$$R_q^{(1)} = \sum_{i=3}^{\infty} \frac{1}{h^{i-2}} \sum_{\substack{j=2i \\ j \neq 0}}^{-2i} \frac{[q, q+j]_i}{j} \sum_{i'=3}^{\infty} \frac{1}{h^{i'-2}} [q+j, q]_{i'},$$

$$R_q^{(2)} = \sum_{i=3}^{\infty} \frac{1}{h^{i-2}} \sum_{\substack{j=2i \\ j \neq 0}}^{-2i} \frac{[q, q+j]_i}{j} \sum_{i'=3}^{\infty} \frac{1}{h^{i'-2}} \sum_{\substack{j'=2i' \\ j+j' \neq 0}}^{-2i'} \frac{[q+j, q+j+j']_{i'}}{j+j'}. \quad (Д.11)$$

$$\cdot \sum_{i''=3}^{\infty} \frac{1}{h^{i''-2}} [q+j+j', q]_{i''}.$$

Мы вычисляем Δ с точностью до $1/h$. В таком случае из (Д.10) и (Д.11) имеем

(Д.12)

$$0 = \frac{1}{h} [q, q]_3 + \frac{1}{h^2} \left\{ [q, q]_4 + \sum_{\substack{j=6 \\ j \neq 0}}^{-6} \frac{[q, q+j]_3 [q+j, q]_3}{j} \right\} + O(1/h^3).$$

Используя таблицу ненулевых значений S_j коэффициентов, (Д.9), а также обозначения (Д.6), (Д.7), получаем

$$\Delta = \frac{1}{2h} \left\{ \tilde{S}_4(q, 0) - \frac{1}{6} \tilde{S}_3(q, 6) \tilde{S}_3(q+6, -6) + \frac{1}{6} \tilde{S}_3(q, -6) \tilde{S}_3(q-6, 6) - \frac{1}{2} \tilde{S}_3(q, 2) \tilde{S}_3(q+2, -2) + \frac{1}{2} \tilde{S}_3(q, -2) \tilde{S}_3(q-2, 2) \right\} + O(1/h^2) \approx -\frac{33q^2+1}{72h} + O(1/h^2) \quad (Д.13)$$

Это значение Δ применяется в тексте, ур. (2.21).

Поступило 20. XII. 1978

Проблемная лаборатория
ядерной физики высоких
энергий

ЛИТЕРАТУРА

1. C.Quigg, J.L.Rosner. Phys. Lett., B71, 153 (1977).
2. C.Quigg, J.L.Rosner. Phys. Lett., B72, 462 (1978).
3. E.Eichten et al., Phys. Rev.Lett., 34, 369 (1975).
4. A.De Rujula, H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev., D12, 147 (1975).
5. H.J.Schnitzer. Phys. Rev. Lett., 35; 1540 (1975);
Phys. Rev., D13, 74 (1975).
6. J.D.Jackson. Summer Inst. of Particle Physics, Slac, 1976 and
papers quoted there.
7. E.Eichten et al., Phys. Rev. Lett., 36, 500 (1976).
8. S.K.Bose, A.Jabs, H.J.W.Müller-Kirsten. Phys. Rev., D13, 1489 (1976).
9. S.D.Protopopescu. "New States Below 2.2 Gev Observed in e^+e^-
Annihilations". Preprint BNL-23612 (1977).
10. Review of Particle Properties (1978).
11. H.J.Schnitzer. Phys. Lett., 65B, 239 (1976).
12. Lai-Him Chan. Phys. Lett., B71, 422 (1977).
13. G.Flügge, Rapp. Talk at Tokyo Conference (1978).
14. S.K.Bose, H.J.W.Müller-Kirsten. University of Kaiserslautern Preprint
(1978).

ს.ხედავითი

ლიტერატურული მოხსენებები და მანუსკრიპტები
გეოგრაფიული აკადემიის ბიბლიოთეკაში
ჩ ე ბ ი უ მ ე

მიუხედავად ანალიტიკური გამოსახატვებისა ლიტერატურული მოხსენებ-
ებისა და კვლევითი მნიშვნელოვანი მათემატიკისა და მისი ავტორებისა ვეფხვეთ
ნაწილად კვების სპეციალურად.

განვიხილოთ აგრეთვე ჩარმონიუმის ფაქტობრივი და მისი ფაქტობრივი სტრუ-
ქტურის პირობები.

A. Khelashvili

THE LOGARITHMIC POTENTIAL AND SOME CHARACTERISTIC FEATURES OF PARTICLE SPECTRA

Summary

An analytic expression for eigenvalues of the logarithmic potential is obtained and the spectra of vector particles are studied. The problem of fine and hyperfine splittings of charmonium is also discussed.

საბჭოთავო მეცნიერების აკადემიის თბილისის ხელისუფლების საბჭოს
საგანმანათლებლო საქმეთა მინისტროს

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

208, 1979

РАССЕЯНИЕ АТОМОВ ВОДОРОДА НА АТОМАХ ЛИТИЯ

М.Я.Кобиашвили, Г.Никобадзе, Н.Н.Цилосани, Хасан Морад *

I. Результаты, получаемые при изучении столкновения атомов с атомами и молекулами, широко используются во многих явлениях, имеющих место в атмосфере. Важность изучения подобных процессов очевидна также и для теории тормозной способности вещества. Однако, расчеты сечения столкновения в борновском приближении даже для таких простейших систем, как H и He, представляют значительные трудности [1,2,3], так как, при подобных вычислениях, необходимо учитывать бесконечное число возможных конечных состояний сталкивающихся систем A и B. Для преодоления этой трудности мишень B и налетающую частицу A описывают упругими и неупругими форм-факторами и экспериментальным или вычисленным значением обобщенных сил осциллятора [4,5,6,7]. В работах [6,7] таким путем было изучено возбуждение атомов водорода в состояния дискретного спектра при рассеянии на атомах лития. В данной работе рассмотрено рассеяние атомов водорода на атомах лития, форм-факторы которого вычисляются с использованием волновых функций, полученных в работе [8].

* Загазигский университет, АРЕ.

2. Если относительное движение атома А и молекулы В описывать плоскими волнами, а электростатическое взаимодействие между ними рассматривать как возмущение, то, без учета обменных эффектов, дифференциальное сечение рассматриваемого процесса можно представить (в атомных единицах) в виде

$$\frac{d\sigma}{dq} = 8\pi v_i^{-2} q^{-3} |J_{AA'} - Z_A \delta_{AA'}|^2 / |J_{BB'} - K_{BB'}|^2, \quad (1)$$

где

$$J_{AA'}(\vec{q}) = \langle \psi_{A'} | \sum_{i=1}^{N_A} \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}_{Ai}) | \psi_A \rangle, \quad (2)$$

$$J_{BB'}(\vec{q}) = \langle \psi_{B'} | \sum_{j=1}^{N_B} \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}_{Bj}) | \psi_B \rangle, \quad (3)$$

$$K_{BB'}(\vec{q}) = \langle \psi_{B'} | \sum_{\alpha=1}^{n_B} Z_{B\alpha} \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{p}_{B\alpha}) | \psi_B \rangle, \quad (4)$$

\vec{r}_{Ai} , \vec{r}_{Bj} и $\vec{p}_{B\alpha}$ - пространственные координаты электронов атома А, электронов молекулы В и ядер молекулы В соответственно, взятых относительно центров масс А и В; $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$ - переданный в результате столкновения импульс, ψ_c и ψ_c' - волновые функции сталкивающихся систем (С=А или В) до и после столкновения соответственно, Z_A и N_A - заряд и число электронов атома; $Z_{B\alpha}$, n_B и N_B - заряды ядер молекулы, их число и число электронов мишени В соответственно, $v_i = k_i / M$ - относительная скорость сталкивающихся систем.

Если в процессе столкновения внутренняя энергия систем А и В меняется на величину $\Delta E \ll T_i$, где T_i - их относительная кинетическая энергия, то можно положить

$$q_{\min} = k_i - k_f \approx \frac{\Delta E}{v_i}; \quad q_{\max} = k_i + k_f \approx 2k_i, \quad (5)$$

откуда следует, что для углов $\theta \gg \Delta E / T_i$ величину q можно считать не зависящей от величины передаваемой энергии.

Последнее обстоятельство позволяет вычислить эффективное сечение столкновения вне зависимости от того, в какое состояние переходит атом А или мишень В [9]; суммируя (1) по А' и В' и используя условие полноты системы собственных функций Ψ_A и Ψ_B , получаем

$$\sigma(q) = 8\pi v_i^{-2} q^{-3} [(N_A F_A - Z_A)^2 + N_A S_A] [(N_B F_B - Z_B K_B)^2 + N_B S_B + Z_B S_B^{(n)}], \quad (6)$$

где упругие и неупругие форм-факторы атома А и молекулы В определяются формулами

$$N_c F_c = \sum_{i=1}^{N_c} \int |\psi_c|^2 e^{i\vec{q}\vec{r}_{ci}} dq_c, \quad (7)$$

$$N_c S_c(\vec{q}) = \sum_{c \neq c'} |Y_{cc'}|^2 = N_c + \sum_{i \neq k} \int |\psi_c|^2 e^{i\vec{q}(\vec{r}_i - \vec{r}_{ik})} dq_c - |N_c F_c(\vec{q})|^2, \quad (8)$$

$$Z_B S_B^{(n)}(\vec{q}) = \sum_{B \neq B'} |K_{BB'}|^2 = \sum_{\alpha=1}^{n_B} Z_{B\alpha}^2 + \sum_{\alpha \neq \alpha'} Z_{B\alpha} Z_{B\alpha'} \int |\psi_B|^2 e^{i\vec{q}(\vec{p}_{B\alpha} - \vec{p}_{B\alpha'})} dq_B - |Z_B K(\vec{q})|^2, \quad (9)$$

$$Z_B K_B(\vec{q}) = K_{BB} = \sum_{\alpha=1}^{n_B} Z_{B\alpha} \int |\psi_B|^2 e^{-i\vec{q}\vec{p}_{B\alpha}} dq_B. \quad (10)$$

При этом предполагалось, что справедливо адиабатическое приближение, когда согласно теореме Борна-Оппенгеймера [10] можно положить

$$\psi_B(\vec{r}_B, \vec{p}_B) = \psi(\vec{r}_B, \rho_B) \xi(\vec{p}_B), \quad (11)$$

где $\xi(\vec{p}_B)$ описывает движение ядер молекулы, а ψ_B - решение уравнения Шредингера в предположении замороженных ядер.

Если в качестве Ψ_A и Ψ_B использовать детерминантные волновые функции, составленные из молекулярных спинорбиталей

[11], то для соответствующих форм-факторов получим

$$F_c(\vec{q}) = \int \rho_c(\vec{x}) e^{i\vec{q}\vec{x}} d\vec{x},$$

$$S_c(\vec{q}) = 1 - \frac{1}{N_c} [F_+(\vec{q}) + F_-(\vec{q})], \quad (13)$$

где

$$F_+(\vec{q}) = \sum_{i,k=1}^p |F_{ik}(\vec{q})|^2, \quad F_{ik}(\vec{q}) = \int \psi_i^* \psi_k e^{i\vec{q}\vec{x}} d\vec{x}, \quad (14)$$

$$F_-(\vec{q}) = \sum_{i,k=p+1}^{N_c} |F_{ik}(\vec{q})|^2, \quad \rho_c(\vec{x}) = \frac{1}{N_c} \sum_{i=1}^{N_c} |\psi_i(\vec{x})|^2, \quad (15)$$

$\psi_i(\vec{x})$ - координатная волновая функция i -го электрона; все электроны с $i \leq p$ имеют одинаковую ориентацию спина, противоположную ориентации спина электронов с $i \geq p+1$.

3. Рассмотрим теперь случай рассеяния атома водорода на атоме лития. Для упругого и неупругого форм-факторов атома H имеем

$$F_H(q) = (1 + q^2/4)^{-2}, \quad S_H(q) = 1 - |F_H(q)|^2. \quad (16)$$

Атом Li имеет электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2s_{1/2}$. Для расчета форм-факторов мы используем результаты работы [8], в которой в качестве радиальных функций состояний 1S и 2S брались функции

$$R_{1s}(r) = A e^{-\alpha_1 r}, \quad (17)$$

$$R_{2s}(r) = B(1 - cr) e^{-\beta_1 r}, \quad (18)$$

где

$$A = 2\alpha_1^{3/2}, \quad B = \left(\frac{4\beta_1^5}{3c^2 - 3\beta_1 c + \beta_1^2} \right), \quad (19)$$

α_1 и β_1 - вариационные параметры, а значение $c = \frac{1}{3}(\alpha_1 + \beta_1)$ обеспечивает ортогональность функций R_{1s} и R_{2s} . Согласно формулам (12) и (13) получаем

$$t_{Li}(q) = \frac{1}{3} (\lambda t_{1s,1s} + t_{2s,2s}^-),$$

$$S_{Li}(q) = 1 - \frac{1}{3} (F_{1s,1s}^2 + 2F_{1s,2s}^2 + F_{2s,2s}^2), \quad (21)$$

где

$$F_{1s,1s} = [1 + (q/2\alpha_1)^2]^{-2}, \quad F_{2s,2s} = \frac{\alpha_1(q/2\beta_1)^4 - \alpha_2(q/2\beta_1)^2 + 1}{[1 + (q/2\beta_1)^2]^4}, \quad (22)$$

$$F_{1s,2s} = \frac{8}{3} = \frac{AB q^2 (\alpha_1 + \beta_1)^{-2}}{(\alpha_1 + \beta_1)^3 [1 + q^2 / (\alpha_1 + \beta_1)^2]^2}, \quad (23)$$

$$\alpha_1 = \frac{\beta_1(\beta_1 + c)}{\beta_1^2 - 3\beta_1 c + 3c^2}, \quad \alpha_2 = \frac{3c^2 + 2\beta_1 c - 2\beta_1^2}{3c^2 - 3\beta_1 c + \beta_1^2}, \quad (24)$$

$$\alpha_1 = 2.694, \quad \beta_1 = 0.767; \quad (25)$$

приведенные выше значения α_1 и β_1 взяты из работы [8] и приводят к теоретическому значению энергии атома Li , согласующемуся в пределах 0,9% с экспериментальным.

Если столкновение сопровождается возбуждением n -ого уровня дискретного спектра (n - главное квантовое число), то согласно 9 для неупругого форм-фактора, соответствующего возбуждению атома водорода в состояние дискретного спектра, получаем

$$S_H(q) = \sum_{n=2}^{\infty} |Y_{1s,n}|^2 = \sum_{n=2}^{\infty} |S_H(n, q)|^2, \quad (26)$$

где

$$S_H(n, q) = \frac{2^5 q^2}{n^3} \left(q^2 + \frac{n^2 - 1}{3n^2} \right) \left[q^2 + \left(\frac{n-1}{n} \right)^2 \right]^{n-3} \left[q^2 + \left(\frac{n+1}{n} \right)^2 \right]^{-n-3}. \quad (27)$$

Если в результате столкновения происходит ионизация атома H , то в формуле (1) под суммированием по A' надо понимать интегрирование по значениям импульса \vec{K} вылетающего электрона, поэтому член $N_A S_A$, входящий в (6), будет равен

$$S_H^{(ion)}(q) = \int_0^{K_{max}} S_H(k, q) k^2 dk,$$

где

$$S_H(k, q) = \frac{2^8 q^2 [q^2 + \frac{1}{3}(1+k^2)] \exp\left[-\frac{2}{\kappa} \arctg\left[\frac{2k}{(q^2 - k^2 + 1)}\right]\right]}{\kappa [1+(q-k)^2]^3 [1+(q+k)^2]^3 [1 - \exp(-2\pi/\kappa)]}, \quad (29)$$

а максимальное значение импульса ионизованного электрона K_m определяется из формулы

$$K_{max} = \sqrt{2(v_i q - I_0 - \Delta E_B)}, \quad (30)$$

где I_0 — энергия связи теряемого электрона, а ΔE_B — изменение внутренней энергии мишени В.

Интегрируя в (6) по q получим для полного сечения выражение

$$\sigma = \int_{q_1}^{q_2} \sigma(q) dq, \quad (31)$$

где

$$q_1 = \frac{\Delta E}{v_i}, \quad q_2 = 2k_i. \quad (32)$$

4. Все расчеты проводились на электронной счетной машине БЭСМ-6 Тбилисского государственного университета.

На рис. 1, 2, 3 приведены полученные по формулам (6) и (31) результаты расчетов для сечения рассеяния атомов Н на атомах hi . Кривые 2, 3 и 4 на рис. 1 соответствуют случаю возбуждения атома водорода в состояние с $n = 2, 3$ и 4 дискретного спектра соответственно; кривая 1 получена для случая

$$S_H(q) = \sum_{n=2}^{20} S_H(n, q).$$

Так как подынтегральная функция в (31) положительна, то для нижнего предела интеграла бралось минимальное значение

$q_1 = (q_1)_{min}$, получаемое при $\Delta E_B = 0$ и $\Delta E = \frac{1}{2}(1 - \frac{1}{n^2})$, что соответствует максимальному значению вычисляемых сечений

На рис. 2 представлены результаты расчетов сечений ионизации атома Н. Кривая 1 получена при $S_{ki} = 0$ (так называемое псевдоупругое [12] рассеяние, при котором атом мишени остается в основном состоянии), а кривая 2 - при $F_{ki} = 1$ (столкновение, сопровождающееся возбуждением атомов среды); кривая 3 соответствует полному сечению ионизации.

На рис. 3 представлены сечение неупруго-упругого процесса (кривая 1)

$$H(1S) + k_i(2S) \rightarrow \sum_{A' \neq 1S} H(A') + k_i(2S) \quad (33)$$

и сечение неупруго-неупругого процесса (кривая 2).

$$H(1S) + k_i(2S) \rightarrow \sum_{A' \neq 1S} H(A') + \sum_{B' \neq 2S} k_i(B') \quad (34)$$

Кривая 3 соответствует суммарному сечению.

Из-за отсутствия экспериментальных данных, очевидно, преждевременно делать какие-либо выводы как в отношении полученных результатов, так и в отношении сравнения с данными работ [6,7].

Следует отметить, что, как видно из рис.2, использование в расчетах волновой функции Фока и Петрашень [8] не приводит к двум максимумам кривой сечения рассеяния, о которых говорится в работе [7].

Поступила 27.ХП.1978

Кафедра теоретической
Физики

ЛИТЕРАТУРА

- I. D.R.Bates and G.W.Griffing. Proc. Phys. Soc. (London), A66, 961 (1953) A67, 663 (1954); A68, 90 (1955).

SCATTERING OF ATOMIC HYDROGEN ON LITHIUM ATOMS

Summary

Total inelastic cross sections for H atoms in collision with Li over the range of incident energy $0.1\text{keV}-10^5\text{keV}$ are calculated by using the first Born wave approximation,

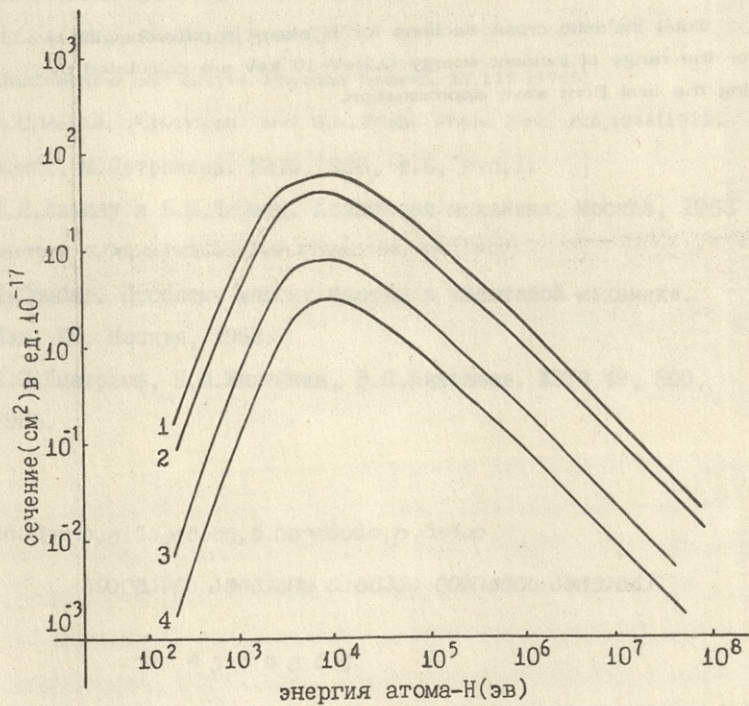
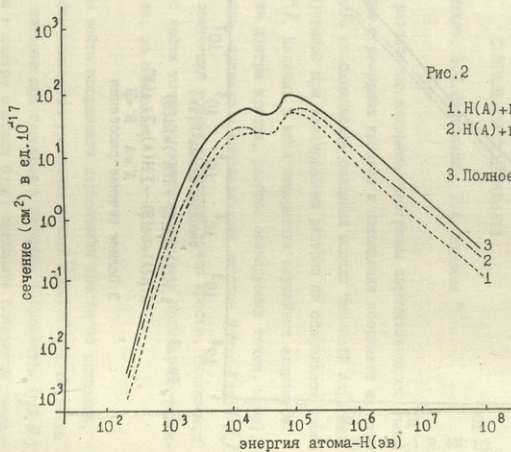


Рис. 1

1. полное сечение
2. $H(A) + Li(B) = H(n=2) + Li(B)$
3. $H(A) + Li(B) = H(n=3) + Li(B)$
4. $H(A) + Li(B) = H(n=4) + Li(B)$



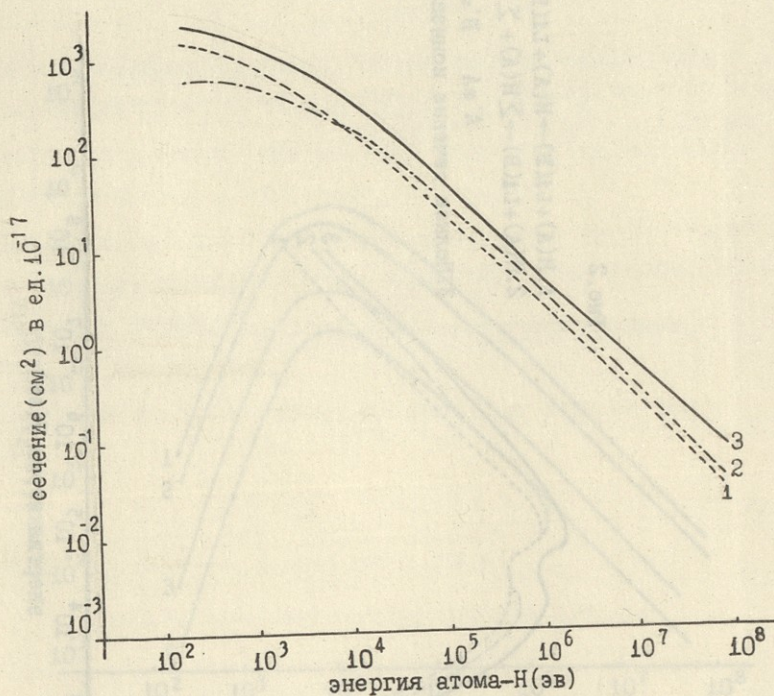
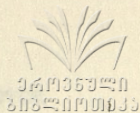


Рис. 3

1. $H(A) + Li(B) \rightarrow H(A') + Li(B)$
2. $H(A) + Li(B) \rightarrow \sum H(A) + \sum Li(B)$
 $A' \neq A \quad B' = B$
3. Полное сечение рассеяния

თბილისის შრომის ნიჭიერი რწმუნის ორგანიზაციის სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
208, 1979

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ РЕПЕРНЫХ КРЕСТОВ ПРИ
СПИРАЛЬНОМ СКАНИРОВАНИИ

Г.Г.Арешидзе, Ц.И.Иоселиани, Г.А.Ососков *

При разработке алгоритма программы автоматического съема информации с реперных крестов и нахождении координат их центра возникла необходимость создания модели числовой информации, полученной при сканировании реперов на спиральном измерителе [1]. Наличие в этой информации случайных элементов (положение центра креста, разброс сканируемых точек, шумы), естественно, привело к использованию методов Монте-Карло [2].

Для получения точных координат точек креста, выдаваемых СИ, нужно найти точки пересечения отрезков прямых, составляющих крест, со спиралью.

Чтобы найти координаты пересечения креста со спиралью, надо решить совместно уравнения ветвей креста и K -го витка спирали, которые при переходе к полярным координатам (ρ, θ) с полюсом в центре спирали будут выглядеть следующим образом [3]:

* ОИЯИ, Дубна.

$$\theta = \alpha + \arcs \cos P/\rho, \quad (\rho \leq \rho_{\max}),$$

$$\theta = 2\pi/\Delta\rho \cdot \rho - k \cdot 2\pi, \quad (2)$$

где P и α - неизвестные полярные параметры одной из ветвей креста, имеющей длину $2\rho_{\max}$, $\Delta\rho$ - шаг спирали.

Применяя итерационный метод Ньютона [4] для поиска решения, получаем следующую последовательность:

$$\rho_{nk} = \rho_{(n-1),k} - \frac{f_k(\rho_{n-1})}{f_k'(\rho_{n-1})},$$

где

$$f_k(\rho) = 2\pi/\Delta\rho \cdot \rho - k \cdot 2\pi - \alpha - \arcs \cos P/\rho.$$

Итерации повторяются до достижения $n=N$, обеспечивающего точность в 0.001. Найдя $\rho_k = \rho_{Nk}$ и из (2) $\theta_k = 2\pi(\rho_k/\Delta\rho - k)$ для одной ветви креста, находим для другой ветви:

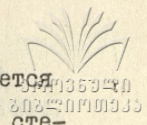
$$\rho_k' = \rho_k + \frac{|\alpha - \theta_n| \cdot \Delta\rho}{\pi},$$

$$\theta_k' = 2\alpha - \theta_n.$$

Следовательно, мы получим массив точек (ρ_k, θ_k) ($k=1, 2, \dots$) пересечения спирали прямыми.

В соответствии с методикой Монте-Карло, эту процедуру повторяют многократно, всякий раз находя по полученному массиву точек прямые, образующие крест, определяя затем координаты его центра, чтобы в итоге по всей статистике вычислить средне-квадратичную ошибку в определении центра как характеристику алгоритма.

Будем искать алгоритм опознавания креста в общем случае, когда начало спирали может не совпадать с центром креста.



Любая прямая, не проходящая через полюс, представляется уравнением (1), поэтому, разлагая $\cos \rho/\rho$ в ряд по степеням ρ/ρ , получим приближенные уравнения ветвей креста:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \alpha_1 + \rho_1/\rho, \\ \theta_2 &= \alpha_1 - \rho_2/\rho + \pi. \end{aligned} \quad (3)$$

Предполагая величины ρ_1 и ρ_2 малыми, мы можем предложить для отбора точек, относящихся к ветвям креста, метод гистограммирования. Разбиваем промежуток $[-\pi, \pi]$ на m равных частей. Весь массив точек (ρ_k, θ_k) размещаем по коридорам шириной $2\pi/m$ высотой ρ_{max} .

В каждом коридоре находим $\bar{\theta} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \theta_k$ и затем

$\Delta \bar{\theta} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n |\theta_k - \bar{\theta}|$, где n - количество точек в коридоре. Точки с $\Delta \theta_i > \Delta \bar{\theta}$ отбрасываем, как шумовые.

Так как центр сканирования находится близко от центра креста, угол между 2-мя прямыми будет близок к π . Пробегая по всем коридорам, находим пары прямых, отличающихся на π , и размещаем в массив ТМ.

Из оставшихся пар прямых отбираем те пары прямых, для которых находится другая пара прямых, отличающихся от 1-го на угол $\pi/2$ ($\pi/2$ угол между прямыми креста) и соответствующие координаты размещаем в массив Т.

Нашей целью был поиск простого и точного алгоритма нахождения центра креста. Поэтому нахождение центра проводилось упрощенным способом, удобным для *on-line* применения. По одной из крайних точек, взятой с левой и правой ветвей кривой, составляющей крест, находим оценки параметров одной из ветвей:

$$\hat{P}_1 = \pi - \frac{(\theta_2 - \theta_1)}{1/\rho_1 + 1/\rho_2},$$

$$\hat{\alpha}_1 = \theta_1 - \hat{P}_1 / \rho_1. \quad (5)$$

Соответственно находятся параметры \hat{P}_2 и $\hat{\alpha}_2$ для другой прямой.

Было смоделировано 1000 крестов. Разыгрывались полярные параметры прямых P и α , образующих крест, строилась модель креста, далее проводилось гистограммирование и находились оценки параметров \hat{P} и $\hat{\alpha}$ по формулам (4), (5).

После нахождения оценок параметров определялись центры креста в полярных и декартовых координатах:

$$Y_c = \alpha_1 - \arctg \hat{P}_2 / \hat{P}_1, \quad X_c = \rho_c \cdot \cos Y_c,$$

$$\rho_c = \sqrt{\hat{P}_1^2 + \hat{P}_2^2}, \quad \text{и} \quad Y_c = \rho_c \cdot \sin Y_c.$$

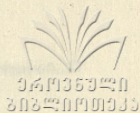
Были построены гистограммы распределений отклонений истинных значений центра креста от смоделированных (рис.1) и найдены среднеквадратичные ошибки в определении X_c, Y_c .

Точность определения центра креста оказалась равной 7 мкм, что не уступает более точному, но громоздкому методу, применяемому только на большой ЭВМ [5] и делает возможным применение метода при автоматическом поиске креста во время спирального сканирования в режиме *on-line*.

Поступила 12.1.1979.

Проблемная
лаборатория ядерной физики
высоких энергий

ЛИТЕРАТУРА



1. В.М.Котов и др. Сообщения ОИЯИ, II-7939, Дубна, 1974.
2. Н.П.Бусленко, Ю.А.Шрейдер. Метод статистических испытаний (Монте-Карло) и его реализация в цифровых машинах, Физматгиз, 1961.
3. Г.А.Ососков. Препринт ОИЯИ РII-4463, Дубна, 1969.
4. И.С.Березин, Е.П.Жидков. Методы вычислений, Физматгиз, Москва, 1959.
5. Г.А.Ососков. Препринт ОИЯИ 5-9787, Дубна, 1976.

ბ. ანუნიძე, ც. ნოსტალიანი, ვ. ნოსტალიანი

წავატარე ჩვენი გამოცდის შედეგებსა სპირალური
საკნიტების დროს

რ ვ ი მ ი ვ

დამუშავებულია რეპროდუციონული ავტომატური გამოცდის
აღჭრის დროს და ნაპოვნი ავტომატური ცენზურების კონტროლირებადნი. მოცული
რებულია 1000 ჯვარი.

ჯვარის ცენზურის გამოცდის სიზუსტე 7 მიკრონი, რაც ვადატებს
ამ მეთოდის გამოყენების შესაძლებლობას on-line რეჟიმში.

G. Areshidze, Ts. Ioseliani, G. Csoskov

SIMULATION OF THE MEASUREMENT OF FIDUCIAL
MARKS AT SPIRAL SCANNING

Summary

The algorithm of automatic digitizing of fiducial marks has been developed and the coordinates of their centres found. 1000 marks have been simulated.

The accuracy of determination of mark's centre is 7 mkm, which allows to use this method during spiral scanning in the on-line condition.

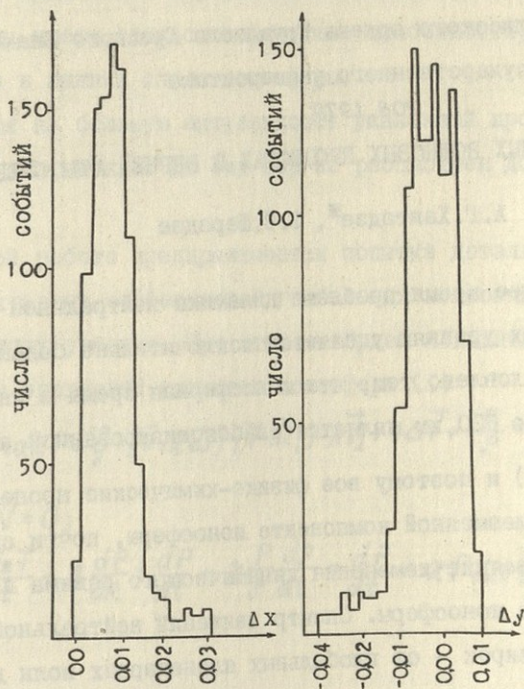
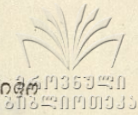


Рис. I



უნივერსიტეტის შრომები

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

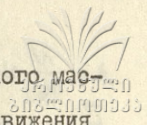
208, 1979

О ГЛОБАЛЬНЫХ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССАХ В ВЕРНЕЙ АТМОСФЕРЕ

А.Г.Хантадзе*, З.С.Шарадзе

В настоящее время проблеме динамики нейтральной атмосферы на ионосферных уровнях уделяется исключительно большое внимание. Это обусловлено тем, что ионосферная среда в интервале высот от 70 до 600 км является слабоионизированной плазмой ($\frac{N}{N_m} \ll 1$) и поэтому все физико-химические процессы, происходящие в плазменной компоненте ионосферы, почти синхронно реагируют на всякие изменения динамического режима в нейтральной компоненте ионосферы. Спектр движений нейтральной компоненты весьма широк - от глобальных планетарных волн до акустических. Если к этому добавить преобладающий ветер типа общей циркуляции, становится очевидным разнообразный характер воздействий нейтральной атмосферы на электронно-ионную плазму. С другой стороны, взаимодействие ионосферной плазмы на нейтральную сводится к "анизотропному" трению пропорциональной скорости ветра и появлению, в силу эффекта Холла, гироскопической силы, действующей на среду подобно силе Кориолиса. При этом, как показывают простые оценки, это взаимодействие

* Институт геофизики АН СССР



возрастает с увеличением временного и пространственного масштабов движений и, следовательно, крупномасштабные движения в ионосфере типа общей циркуляции и глобальные волновые процессы должны иметь свои специфические особенности, не имеющие аналога в нижних слоях атмосферы.

Несмотря на большую актуальность указанной проблемы, в литературе этот вопрос до сих пор не рассмотрен достаточно подробно.

В данной работе предпринимается попытка детального рассмотрения характерных особенностей глобальных волновых процессов на ионосферных уровнях. При этом мы будем исходить из следующей системы уравнений динамики ионосферы (1)

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} P + \vec{g} + [\vec{V} \cdot \vec{\omega}] - [\vec{V} \cdot \vec{\Omega}_i] - \lambda \vec{V}_1 + \nu \Delta \vec{V} + \left(\frac{\epsilon}{\rho} + \frac{\nu}{3}\right) \nabla \text{div} \vec{V} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{V} = 0; \quad (2)$$

$$\epsilon = \frac{c\nu}{\rho} \frac{d \ln T}{dt} - \lambda \frac{dP}{dt} = \frac{dP}{dt} - \alpha \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{dP}{dt} + \alpha P \text{div} \vec{V}; \quad (3)$$

$$P = \rho RT, \quad (4)$$

где \vec{V} , P , $\rho = mN_m$, T - скорость, давление, плотность и температура нейтральной компоненты ионосферы, $\vec{\omega}$ - вектор угловой скорости вращения Земли, \vec{g} - вектор ускорения силы тяжести, N_m - концентрация электронов, N_m - концентрация нейтралов; $\Omega_i = \frac{N}{N_m} \frac{\nu_{im}}{\Omega_H [1 + (\frac{\nu_{im}}{\Omega_H})^2]}$; $\lambda = \frac{N}{N_m} \frac{\nu_{im}}{[1 + (\nu_{im}/\Omega_H)^2]}$ - гироскопический параметр и коэффициент "анизотропного" трения, обусловленные взаимодействием ионизированной компоненты на нейтральную (для E области, где $\nu_{im} \gg \Omega_H$, $\Omega_i \approx \frac{N}{N_m} \vec{\Omega}_H$, $\lambda \approx 0$, для F области, где выполняется обратное неравенство $\vec{\Omega}_i \approx 0$,



Институт космических исследований
Академии наук СССР

$\lambda = \frac{N}{N_i} \nu_{im}$), $\vec{\Omega}_H = \frac{e\vec{H}_0}{Mc}$ - циклотронная частота ионов; \vec{H}_0 - вектор напряженности геомагнитного поля; ν_{im} - частота столкновений ионов с нейтральными частицами; ν и ξ - коэффициенты вязкости; \mathcal{E} - приток тепла, обусловленный вязкостью, теплопроводностью и электромагнитными силами, R - газовая постоянная, A - термический эквивалент работы; $\vec{V}_1 = \vec{V} - (\vec{V} \cdot \vec{H}_0) \frac{\vec{H}_0}{H_0^2}$, e - заряд иона, c - скорость света, κ - показатель политропы.

Несмотря на то, что система (1) - (4) замкнута, т.е. содержит шесть уравнений для определения шести неизвестных $V_x, V_y, V_z, P, \rho, T$, получение общего решения этой системы невозможно из-за нелинейности уравнений. Однако это общее решение и не представляет значительного интереса для динамики атмосферы. Как показали И.Чарни [6], А.М.Обухов и И.А.Кибель [3], все многообразие атмосферных движений можно разбить, с одной стороны, на относительно медленные (синоптические) процессы, протекающие со скоростью порядка скорости ветра, и быстрые процессы, протекающие со скоростью порядка скорости звука.

Для медленных процессов, член с ускорением в уравнении (1) пренебрежимо мал по сравнению с другими членами, и пользоваться уравнением (1) для прогностических задач нельзя. Однако оказывается, что для таких задач производная по времени от вихря скорости становится главным членом и поэтому вместо уравнения (1) обычно используется фундаментальное уравнение А.Фридмана. Оно получается из (1) применением операции

$$\text{helm}(\vec{\Omega} + 2\vec{\omega}) = \frac{1}{\rho^2} [\text{grad}\rho \cdot \text{grad}\vec{P}] + \text{rot}\vec{F}.$$

Здесь оператор *helm* для любого вектора \vec{a} имеет вид $\text{helm}\vec{a} = \frac{\partial \vec{a}}{\partial t} - \text{rot}[\vec{V}, \vec{a}]$; $\vec{\Omega} = \text{rot}\vec{V}$ — вихрь скорости; \vec{F} — сила, обусловленная вязкостью и электромагнитными силами. Для несжимаемой атмосферы в отсутствие диссипативных сил из уравнения (5) будем иметь

$$\text{helm}(\vec{\Omega} + 2\vec{\omega} + \vec{\Omega}_i) = 0. \quad (6)$$

Это уравнение показывает, что во вращающейся проводящей атмосфере сохраняется не вихрь скорости $\vec{\Omega}$, а "приведенный" вихрь:

$$\vec{\Omega} + 2\vec{\omega} + \vec{\Omega}_i = \text{const}. \quad (7)$$

Как будет показано ниже, одним из точных решений нелинейного уравнения (6) будут медленные планетарные волны Росби, перемещающиеся лишь в одном направлении: в западном или в восточном, в зависимости от длины волны. При этом в гребнях и впадинах планетарной волны обычно располагаются динамические центры крупномасштабных циклонов и антициклонов. Отсюда следует чрезвычайно важное для динамики ионосферы, заключение: наличие и экспериментальное обнаружение планетарных волн в D , E и F областях ионосферы является первым физическим признаком существования крупномасштабных вихревых движений на ионосферных уровнях [4].

Система (I) — (4) является системой пятого порядка по времени и, следовательно, колебания нейтральной компоненты ионосферы должны содержать пять собственных частот; это две частоты внутренних акустических волн, две частоты внутренних

гравитационных волн и одна частота планетарных волн России.

Акустические волны связаны с сжимаемостью атмосферы, гравитационные волны обусловлены проявлением силы тяжести или силы плавучести (разность архимедовой силы и веса частицы). Наконец, крупномасштабные волны связаны с проявлением гироскопических сил (силой Кориолиса и эффектом Холла), их называют планетарными волнами. Различие в природе сил, вызывающих эти колебания в атмосфере, приводят к тому, что они отличаются друг от друга по своей структуре, периодам и масштабам. Последнее обстоятельство позволяет изучить каждый тип движения независимо; при изучении чисто звуковых волн обычно пренебрегают вращением Земли и силой тяжести, при изучении гравитационных волн — сжимаемостью и т.д. Ниже будет показано, что это приводит к незначительным искажениям изучаемого типа волн и к сильному упрощению системы дифференциальных уравнений, связанных с понижением его порядка.

Для того чтобы детально разобраться в физических причинах возникновения указанных волн и в различных способах их фильтрации, учтем, во-первых, важный экспериментальный факт о том, что внутренние и планетарные волны проходят в ионосфере большие расстояния без существенных изменений своих параметров, т.е. в первом приближении их можно считать слабозатухающими, во втором примем в качестве основного состояния среднего зонального ветра \bar{u} , давления P_0 и плотности ρ_0 , связанные уравнениями геострофичности ветра и гидростатики.

$$\bar{u} = -\frac{1}{\rho_0 l_z} \frac{\partial P_0}{\partial y} = \frac{1}{\rho_0 l_z} \frac{\partial P_0}{R \partial y}; \quad \frac{\partial P_0}{\partial x} = -\rho_0 g.$$

(8) 21935321
203:010933

Тогда линеаризуя систему (1) - (3) относительно основного состояния (8) и вводя обозначения

$$\rho_0 V_x = \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad \rho_0 V_y = \frac{\partial \psi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad \rho_0 V_z = \chi, \quad (9)$$

получим следующую систему:

$$\frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \Delta \psi}{\partial x} = -l_z \Delta \psi + \beta_H \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \right), \quad (10)$$

$$\lambda_g \left\{ \frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \Delta \psi}{\partial x} + \beta_H \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \right\} = \Delta P - l_z \Delta \psi, \quad (11)$$

$$\lambda_a \left(\frac{\partial \chi}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \chi}{\partial x} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} - \rho g, \quad (12)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial P}{\partial x} = -c_3^2 \Delta \psi - \alpha \chi - c_3^2 \frac{\partial \chi}{\partial x}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial P}{\partial x} = -\Delta \psi - \frac{\partial \chi}{\partial x}, \quad (14)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ - двумерный оператор Лапласа, $\alpha = (\alpha - 1)g +$

$+ \frac{dc_3^2}{dx}$ - параметр термической устойчивости, $l_z = 2\omega_x + \Omega_{iz}$,

$$\Omega_{iz} = \frac{N}{N_m} \cdot \frac{\Omega_{Hz}}{[1 + (\Omega_{Hz}/V_{im})^2]}, \quad \omega_x = \omega_0 \sin \varphi,$$

φ - широта, $\omega_0 = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{сек}^{-1}$, $\beta_H = \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + \frac{\partial \Omega_{iz}}{\partial y}$ - обобщенный па-

раметр Россби ($\beta_H \approx 10^{-11} \text{м}^{-1} \text{сек}^{-1}$); R - радиус Земли, $c_3^2 =$
 $= \alpha P_0 / \rho_0$ - скорость звука.

Уравнение (10) является частным случаем фундаментального уравнения вихря (6) вдоль оси z и, как будет показано ниже, определяет эволюцию и распространение планетарных волн.

Уравнение (II) обобщает известное условие геострофичности /
 ветра. Действительно, когда левая часть в (II) обращается
 в нуль, при естественном требовании регулярности функции P
 и ψ на бесконечности, из уравнения (II) будем иметь $P = \rho_0 \psi$
 Дифференцируя это соотношение сперва по x , а потом по y
 и используя (9), получим известные формулы для геострофичес-
 кого ветра:

$$V_x = -\frac{1}{\rho_0 \rho_z} \cdot \frac{\partial P}{\partial y}; \quad V_y = \frac{1}{\rho_0 \rho_z} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (15)$$

Остальные уравнения - (12), (13) и (14) определяют соот-
 ветственно \bar{x} компоненту уравнения движения, условие полит-
 ропности атмосферы и уравнение неразрывности. Множители λ_a
 и λ_g введены, как будет видно из дальнейшего, для удобства
 анализа роли вертикальных ускорений и геострофичности ветра.
 Если будем учитывать нарушение гидростатического и геострофи-
 ческого равновесия, должны положить $\lambda_a = \lambda_g = 1$. Полагая
 $\lambda_a = \lambda_g = 0$, мы покажем, что внутренние акустические и гра-
 витационные волны при этом будут "отфильтровываться".

Система уравнений (10)-(14) весьма сложна, и нахождение
 ее общего решения представляется малореальным. Однако, как
 было отмечено выше, указанная система в общем случае должна
 иметь два класса решений: "медленные" решения, протекающие
 со скоростью синоптических процессов, т.е. со скоростью по-
 рядка скорости ветра, и "быстрые" решения, протекающие со
 скоростью порядка скорости звука. При этом для "медленных"
 решений характерна крупномасштабность процесса в горизонталь-
 ном направлении (порядка тысячи километров и выше), имеющего
 период более 24 часов. Для "быстрых" решений характерный го-

горизонтальный масштаб не превышает нескольких сот километров, а период порядка нескольких часов. Естественно, что "быстрые" решения будут вносить незначительный вклад для "медленных" решений и будут играть для них "паразитную" роль. Аналогично для "быстрых" решений вклад "медленных" решений будет ничтожным. Однако, как будет показано ниже, медленные решения нарушают гидростатическое и геострофическое равновесие в атмосфере и тем самым способствуют генерации внутренних волн. Отсюда следует, что для отдельного изучения этих решений особую важность приобретают знания способов фильтрации как "быстрых" решений, представляющих собой совокупность внутренних акустических и гравитационных волн, так и "медленных" решений, описывающих эволюцию во времени и в пространстве планетарных волн Россби.

Рассмотрим сперва "быстрые" решения системы (10) - (14). Учитывая вышесказанное, для этих решений мы можем пренебречь влиянием силы Кориолиса, эффектом Холла ($\omega \gg \varrho_z$, ω - частоты внутренних волн) и средним ветром ($c_3 \gg \bar{u}$).

Тогда, отыскивая решения в виде гармонических плоских волн с амплитудами, зависящими от высоты z , легко получим следующее дисперсионное уравнение при $c_3 = const$ и $\alpha = const$

$$\frac{\omega^2}{\omega_a^2} + \frac{\omega^2}{\omega^2} = 1, \quad (16)$$

где

$$\omega_a^2 = \frac{\alpha g h}{\lambda_a} \left[\frac{\lambda_a}{\lambda_g} K^2 + K_z^2 + \frac{1}{4R^2} \right]; \quad (17)$$

$$\omega_g^2 = \frac{g}{\lambda_g h} \left(1 - \frac{1}{\alpha} \right) \frac{K^2}{\frac{\lambda_a}{\lambda_g} K^2 + K_z^2 + \frac{1}{4R^2}}. \quad (18)$$



Здесь K и K_x - горизонтальные и вертикальные волновые числа, $h = \frac{c_3^2}{\alpha + g}$ - высота политропной атмосферы.

Для того чтобы выявить физический смысл дисперсионного уравнения (16) исследуем некоторые предельные случаи.

Если рассмотреть несжимаемую атмосферу, то в уравнении политропы $\rho P^{-1/\alpha} = \text{const}$ следует положить $\alpha = \infty$ - единственное условие, при котором плотность остается постоянной. При $\alpha \rightarrow \infty$ или $c_3 = \alpha g H$, как видно из (17), все частоты ω_α , отвечающие акустическим волнам, обращаются в бесконечность, т.е. волны с этими частотами исчезают, т.к. фазовые скорости этих волн стремятся к бесконечности, а их периоды - к нулю. Из (17) также видно, что акустические волны исчезают и при менее ограниченном условии $\lambda_\alpha \rightarrow 0$, т.е. при наличии квазистатического равновесия. Это условие является менее жестким, чем несжимаемость атмосферы. Таким образом, нарушение квазистатического равновесия в атмосфере должно вызывать генерацию акустических волн. В реальной атмосфере квазистатическое равновесие восстанавливается очень быстро, почти через несколько минут. Поэтому для динамических процессов с большими временными периодами квазистатическое приближение выполняется с большой точностью, и атмосферу для таких процессов всегда можно считать в квазистатическом равновесии.

Итак, в несжимаемой атмосфере или в атмосфере в квазистатическом равновесии ($\lambda_\alpha = 0$) могут возникать лишь колебания с частотами ω_g , определяемые из (18) в пределе при $\alpha \rightarrow \infty$ и $\lambda_\alpha = a$:

$$\omega_g^2 = \frac{g}{\lambda_g h} \frac{\kappa^2}{\kappa_x^2 + 1/4 h^2}$$

Волны с этими частотами называются внутренними гравитационными волнами. При этом, как видно из этой формулы, гравитационные волны при $\mathcal{R} \rightarrow \infty$ изменяются лишь крайне незначительно. Таким образом, для акустических волн, в отличие от гравитационных, сжимаемость и квазистатичность оказываются решающими факторами для их существования.

Из (17) следует также, что

$$\omega_{\alpha}^2 = c_3^2 \left[K^2 + K_{\mathcal{R}}^2 + \left(\frac{\mathcal{R}g}{2c_3^2} \right)^2 \right] > \left(\frac{\mathcal{R}g}{2c_3^2} \right)^2,$$

т.е. для внутренних акустических волн существует предельное значение периода, которое не может превосходить периоды акустических волн

$$\omega > \omega_{\alpha} = \frac{\mathcal{R}g}{2c_3}, \quad T < T_{\alpha} = \frac{2\mathcal{R}}{\omega_{\alpha}}.$$

Для F' области, принимая $\mathcal{R} = 1,4$, $g = 9,1 \text{ м}^2/\text{сек}$, $c_3 = 800 \text{ м/сек}$ будем иметь

$$\omega_{\alpha} = 0,008 \text{ гц}; \quad T_{\alpha} = 13 \text{ мин.}$$

Таким образом, внутренние акустические волны в атмосфере являются высокочастотными волнами. Исключение составляют двумерные акустические волны Ламба, представляющие собой поверхностные волны, распространяющиеся лишь в горизонтальном направлении без дисперсии со скоростью звука c_3 . Такие волны в ионосфере могут распространяться только при наличии реальной или эффективной границы раздела, на которой должно выполняться требование $\chi = \rho_0 V_{\mathcal{R}} = 0$. В ионосфере длина волны поверхностных волн Ламба может достигать 1000 км, период — больше одного часа и скорость распространения — от 300 до

1000 м/сек. С волнами Ламба отождествляют обычно возмущения после внезапного начала магнитных бурь, перемещающиеся рокиком фронтом из авроральной зоны к умеренным и экваториальным широтам.

При $\alpha \rightarrow 1$ сохраняющейся величиной будет температура ($TP^{-(1-\frac{1}{\alpha})} = const.$), т.к. этот случай соответствует изотермическим процессам, по отношению к которым стратификация не играет роли. Частица, изотермически сместившаяся по вертикали, имеет такую же температуру, что и окружающие частицы, и не испытывает с их стороны никаких выталкивающих сил. При $\alpha \rightarrow 1$ все частоты ω_g , согласно (18), обращаются в нуль, так что колебания с этими частотами исчезают и, следовательно, при изотермических процессах, в изотермической среде, могут возникать лишь колебания с частотами ω_a , определяемые из (17) в пределе при $\alpha \rightarrow 1$ ($\lambda_a = \lambda_g = 1$):

$$\omega_a^2 = gk \left[k^2 + K^2 + \frac{1}{4A^2} \right].$$

Волны с этими частотами называют внутренними акустическими волнами. При этом, как видно из приведенной формулы, они незначительно изменяются при $\alpha \rightarrow 1$. Итак, для гравитационных волн определяющей причиной колебания является устойчивая стратификация или архимедова плавучесть. При переходе к безразличному равновесию исчезает причина этих колебаний и гравитационные волны полностью исчезают. Все вышесказанное оправдывает данное выше название внутренних акустических и гравитационных волн. Из выражения (18) следует также, что гравитационные волны исчезают и при менее ограничительном условии $\lambda_g \rightarrow 0$ т.е. при наличии геострофического равновесия гравитационные



волны полностью исчезают. †

Согласно (18) для внутренних гравитационных волн существует предельная частота ($\lambda_a = \lambda_g = 1$)

$$\omega_g^2 = \frac{\alpha g}{c_3^2} \cdot \frac{k^2}{k^2 + k_x^2 + \left(\frac{\alpha g}{2c_3}\right)^2} < \frac{\alpha g}{c_3^2},$$

которую не могут превосходить частоты гравитационных волн

$$\omega < \omega_g = \sqrt{\frac{\alpha g}{c_3^2}} \quad (\text{частота Брента-Вясяля}) \quad T > T_g = \frac{2\pi}{\omega_g}.$$

Для F области получаем $\omega_g = 0,007$ гц, $T_g = 15$ мин.

В ионосфере периоды внутренних гравитационных волн изменяются от 15 мин до нескольких часов. Скорость распространения порядка 50–500 м/сек, горизонтальные и вертикальные длины волн соответственно могут быть 50–500 км и 5–100 км.

Таким образом, при нарушении квазистатического и квазигеострофического равновесия в атмосфере генерируются внутренние акустические и гравитационные волны и начинается адаптация метеорологических полей к своему основному состоянию, в результате чего сначала рассеиваются акустические волны и состояние атмосферы приближается к квазистатическому равновесию. При этом время восстановления этого равновесия порядка нескольких минут. Затем за время порядка одного часа рассеиваются внутренние гравитационные волны и состояние атмосферы приближается к квазигеострофическому равновесию. Однако это равновесие

† Из сравнения периодов внутренних волн заключаем, что при стремлении параметров λ_a и λ_g к нулю, сначала в нуль обращается λ_a , а затем λ_g .

атмосферы не сохраняется долго. Изменение медленных процессов, которые в рассматриваемом приближении описываются длинными уравнениями вихря из системы (10)-(14)

$$\frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \Delta \psi}{\partial x} + \beta_H \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \quad (19)$$

$$\Delta P - \ell_x \Delta \psi = \lambda g \beta_H \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad (20)$$

показывает, что при наличии планетарных волн в ионосфере, описываемых уравнением (19), правая часть (20) отлична от нуля и геострофическое равновесие ($\Delta P = \ell_x \Delta \psi$) нарушается. При этом, согласно вышесказанному, должны генерироваться внутренние гравитационные волны. Следовательно, в реальной атмосфере развитие быстрых и медленных процессов не происходит независимо - они оказываются связанными, и в атмосфере, наряду с процессами восстановления, постоянно происходят процессы, стремящиеся нарушить это равновесие.

Уравнение (19) описывает "медленные" нестационарные решения, представляющие собой планетарные волны Россби, обусловленные изменением гироскопического параметра β_H с широтой. После того как из (19) найдем ψ , поле давления однозначно определится из уравнения (20). Отсюда следует важное заключение - в области атмосферы, где будут регистрироваться планетарные волны, естественным образом должны присутствовать и гравитационные. Следовательно, источник гравитационных волн может существовать и в самой ионосфере, если в это время в ионосфере присутствуют планетарные волны, нарушающие геострофичность ветра на ионосферных уровнях; при этом амплитуда гравитационных волн должна быть модулирована планетарными волнами. Таким образом, предлагается один из новых ионосферных ме-

ханизмов генераций внутренних гравитационных волн в самой ионосфере. Для проверки этой гипотезы можно сравнивать интенсивность появления внутренних гравитационных волн во время зимних стратосферных потеплений и в летний период. Согласно общей теории планетарных волн, во время стратосферных потеплений интенсивность планетарных волн сильно возрастает и вероятность их просачивания в верхней атмосфере растет. Следовательно, интенсивность появления внутренних гравитационных волн должна быть больше зимой, чем летом. Эти выводы хорошо согласуются с экспериментальными наблюдениями [4, 6]

Так как планетарные волны в реальной атмосфере перемещаются вдоль кругов широт (т.е. вдоль оси OX), то простейшее решение (19) будет иметь вид: $\psi(x, y, t) = A \cos \frac{2\pi}{L} y \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct)$, где $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ - длина волны возмущения, L - ширина волны, - скорость распространения планетарной волны. Для фазовой скорости и частоты планетарной волны ω из уравнения (19) получается следующее простое дисперсионное уравнение:

$$c = \bar{u} - \frac{\beta_H \lambda^2}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\lambda^2}{L^2}}; \quad \omega = \bar{u} k - \frac{\beta_H}{k} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\pi^2}{k^2 L^2}}. \quad (21)$$

Таким образом, одним из точных решений линеаризованного уравнения вихря (19) является волновое движение, смещающееся относительно основного потока \bar{u} со скоростью c . При типичных значениях ионосферных параметров оценка скорости распространения c и периода волн $T = \frac{2\pi}{\omega}$ по формуле (21) дает $c \approx 10-15$ м/сек и T от двух дней до двух недель. Следовательно, планетарные волны являются медленными и длиннопериодными волнами, имеющими погодообразующее значение. При

возрастании длины волны λ , согласно (21), разность между \bar{u} и c увеличивается, и в пределе

$$\bar{u} = \frac{\beta_H \lambda^2}{4\pi^2} \frac{1}{1 + \lambda^2/L^2} \quad (22)$$

волна становится стационарной. Для длины стационарной волны, при $L \rightarrow \infty$, из (22) получаем простое выражение

$$\lambda_{ст} = 2\pi \sqrt{\frac{\bar{u}}{\beta_H}} = 2\pi \sqrt{\frac{\bar{u}R}{2\omega_0 \cos \varphi}} \quad (23)$$

В ионосфере для средних широт и при скоростях ветра $\bar{u} \sim 10 - 100$ м/сек, $\lambda_{ст} \approx 6-10$ тыс. км. С помощью $\lambda_{ст}$ формулу Россби при $L \rightarrow \infty$ можно переписать так:

$$c = \frac{\beta_H (\lambda_{ст} + \lambda)}{4\pi^2} (\lambda_{ст} - \lambda) \quad (24)$$

Отсюда следует, что волновые возмущения с относительно малыми длинами волн ($\lambda < \lambda_{ст}$) перемещаются к востоку ($c > 0$), а длинноволновые возмущения ($\lambda > \lambda_{ст}$) смещаются в обратном направлении - к западу ($c < 0$).

Формулы (22)-(24) интересны тем, что экспериментальное определение скорости распространения c и длины планетарной волны λ дает возможность рассчитать скорость ветра на данном ионосферном уровне. Это особенно важно для F области, для которой фактически не существует надежных экспериментальных методов определения нейтрального ветра. Приведенные выше результаты для планетарных волн были получены в предположении безразличной стратификации и неизменности среднего зонального ветра с высотой.

041035321
011010333

При учете этих факторов из системы (10)-(14) для амплитуды планетарных волн легко получается уравнение второго порядка с переменным коэффициентом [5,6]

$$\frac{d^2 M}{dz^2} + n^2(z) M = 0; \quad M = \sqrt{\frac{\rho_0}{\omega_B^2}} V_y; \quad (25)$$

$$n^2(z) = \left\{ \frac{(K_x^2 + K_y^2) \omega_B}{e^2 z} + \sqrt{\frac{\omega_B^2}{\rho_0(z)}} \frac{d^2}{dz^2} \sqrt{\frac{\rho_0(z)}{\omega_B^2}} \right\} + \frac{\omega_B^2}{\bar{u}-c} \left\{ \frac{\rho_H}{e^2 z} - \frac{1}{\rho_0} \frac{d}{dz} \left(\frac{\rho_0(z)}{\omega_B^2} \frac{d\bar{u}}{dz} \right) \right\}. \quad (26)$$

Здесь n - "коэффициент преломления" атмосферы, ω_B - частота Брента-Вясияля, зависящая от температуры.

Уравнение (25) аналогично уравнению распространения электромагнитных и звуковых волн в диспергирующих средах; для нижней атмосферы оно подробно изучалось в [7,8,9,10]. При $n^2 > 0$ уравнение (25) имеет периодическое решение и в этом случае различные слои атмосферы могут находиться во взаимосвязи, т.е. планетарные волны могут распространяться вверх беспрепятственно. При $n^2 = 0$ будет иметь место полное внутреннее отражение, а при $n^2 < 0$ решение (25) будет экспоненциально затухать с высотой. Как видно из (26), распространение планетарных волн зависит как от масштабов самих волн (K_x, K_y), так и от параметров общей циркуляции на данном уровне атмосферы, в частности от высотных градиентов плотности, температуры и зонального ветра*.

* Более детально вопрос о планетарных волнах в ионосфере будет рассмотрен в следующей работе.

Длинные волны, которые играют огромную роль для крупномасштабных процессов типа общей циркуляции атмосферы, для меньшего масштаба необходимо предварительно выделить. Из вышесказанного следует, что длинные волны исключаются в случае постоянства гироскопического параметра ϵ_2 .

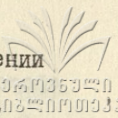
Резюмируя, можем заключить, что общие уравнения динамики ионосферы допускают существование медленных планетарных и быстрых акустических, гравитационных и двумерных поверхностных волн Ламба.

Поступила 20.1.1979

Кафедра радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г.Хантадзе. Некоторые вопросы динамики проводящей атмосферы. Изд-во "Мецниереба", Тбилиси, 1973.
2. С.Петерсон. Анализ и прогноз погоды. Л., 1967.
3. И.А.Кибель. Введение в гидродинамические методы краткосрочного прогноза погоды. Гостехиздат, М., 1957.
4. З.С.Шарадзе, А.Г.Хантадзе. Планетарные волны в E и F областях ионосферы. Геомагн. и аэрономия, 1979 (в печати).
5. А.С.Монин, А.М.Обухов. Изв. АН СССР, сер.геофизическая, 1958, № II, 1361.
6. J.G.Charney, P.C.Drazin. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. J.Geophys. Res.,1961,N1, 66, 83-109.
7. K.E.Dickinson. Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides. J.Atmosph.Sci.,1968, 25, 6, 984-1002



- 8. Б.Н.Трубников, И.О.Шерба. О вертикальном распространении крупномасштабных возмущений в стратосфере. Труды ЦАО, 1967, вып.76, 71-78.
- 9. М.П.Жукова, Б.Н.Трубников. О вертикальном распространении в атмосфере мезомасштабных возмущений. Труды ЦАО, 1967, вып.76, 83-89.
- 10. И.А.Шерба. Вертикальное распространение крупномасштабных волн в атмосфере. Труды ЦАО, 1973, вып.107, 81-89.

ა.ხანტაძე, ზ.შარაძე

საზღვრის ზედა ნაწილში გლობალური ტალღური
პროცესების შესახებ

რ ე ბ ი უ მ ე

ძიებითაა აღწერილი ატმოსფეროს ზედა ნაწილის ავტოოსცილაციების გლობალური პროცესები და მათი მექანიზმები. აღნიშნული რეზულტატები "ფილტრაციის" მექანიზმებში.

A.Khantadze, Z.Sharadze

ON THE GLOBAL WAVE PROCESSES IN THE UPPER
ATMOSPHERE

Summary

Detailed investigation of the eigenoscillations of the upper atmosphere at ionospheric heights has been carried out and different mechanisms of "filtration" of these oscillations are presented.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

208, 1979

К ВОПРОСУ О РОЛИ ГИДРОКСИЛЬНОГО ПОКРОВА В ПРОЦЕССЕ
ЭКЗОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ SiO_2 и LiF

З.М.Бураханова^{*}, Г.М.Долидзе, З.Ш.Китуашвили,
Ю.А.Колбановский^{**}

Настоящее исследование предпринято с целью изучения влияния дефектов, образующихся в SiO_2 и LiF под воздействием больших доз γ - излучения и тяжелых частиц на экзоэлектронную эмиссию (ЭЭЭ). В ряде работ [1-5] исследована роль поверхностного покрова этих материалов в процессе ЭЭЭ. Влияние облучения электронами и тяжелыми частицами на спектр ЭЭЭ исследовалось в [6]. Однако в этих работах область температур ниже $300^{\circ}K$ не затрагивалась.

В настоящих исследованиях использовался SiO_2 (силикагель) с удельной поверхностью $600 \text{ м}^2/\text{г}$. Образцы представляли собой таблетки диаметром 26 и толщиной 1 мм, спрессованные под давлением $2 \cdot 10^3 \text{ кг/см}^2$. Они отжигались на воздухе в муфеле при температуре $773^{\circ}K$ в течение 6 часов. Облучение γ -лучами про-

* Казахский гос. пединститут.

** Институт нефтехим. синтеза АН СССР.

изводили на источнике Co^{60} при мощности доз 2 Мрад/час, про-
тонами на ускорителе У-150-2-К при потоке $6 \cdot 10^{12}$ част/см²,
смешанным n, γ - излучением ядерного реактора проводили в
вертикальном канале реактора ВВР-К при потоке нейтронов
 $3 \cdot 10^{13}$ см⁻²сек⁻¹. Во всех случаях облучение проводили на воз-
духе без специального термостатирования. После облучения об-
разцы выдерживались до спада наведенной активности.

Использовались монокристаллы LiF двух типов, отличающи-
еся по способу приготовления и, соответственно, по степени
гидратирования поверхности. Кристаллы первой группы LiF-I
были выращены на воздухе. По данным измерения инфракрасных
спектров наблюдался пик (3720 см^{-1}), соответствующий наличию
свободных OH-групп [7]. Кристаллы второй группы были выра-
щены в атмосфере сухого инертного газа. В этом случае в ИК-
спектре отсутствовала линия, соответствующая свободным OH-
группам. Образцы LiF облучались γ -лучами.

Полученные таким образом образцы откачивались в вакууме
до $2 \cdot 10^{-7}$ тор при 200°C для удаления адсорбированных газов
и воды. После этого образцы охлаждались до 130°K , облучались
рентгеновскими лучами дозой 10^4 p при мощности доз 16 p сек^{-1}
и проводились измерения ЭЭЭ в интервале температур $130-700^\circ\text{K}$.
Методика измерения подробно изложена в [8].

Результаты опытов по влиянию больших доз γ , протонного
и смешанного n, γ - излучения представлены на рис. 1-5.

Обращает на себя внимания тот факт, что высокотемпературные
пики, находящиеся в интервале $450-580^\circ\text{K}$, практически исчезают
при облучении большими дозами. На рис.6 (кривая а) показан
спектр ТЭСЭ необлученного образца монокристалла LiF-I .

Видно, что площадь высокотемпературного пика с облучением

уменьшается. Спектры ТСЭЭ образца $LiF-\bar{II}$ приведены на рис. 7. В данном случае интенсивность высокотемпературного пика резко увеличивается, тогда как первые три пика практически не изменяются. Из сравнения рисунков 6 а) и 7 а) видно, что до облучения монокристаллы обоих типов имеют одинаковые спектры.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рисунках 1, 2, 4, 5 можно отметить следующую общую особенность. Образцы, облученные большими дозами γ -облучения и тяжелыми частицами, имеют меньшую эмиссионную активность, чем исходный образец. Наиболее резко сказывается такое облучение на высокотемпературной части спектра. Площадь пика эмиссии, высокотемпературных пиков заметно снижается на $LiF-\bar{I}$ и на SiO_2 при больших дозах. Вместе с тем спектр образца $LiF-\bar{II}$, не содержащего гидроксильных групп, после облучения меняется в противоположную сторону: интенсивность эмиссии резко (на порядок) увеличивается (рис. 7).

Известно, что механическая прочность высокопористых материалов в поле излучения ядерного реактора быстро уменьшается со временем. Разрушение краев таблеток привело к уменьшению их размеров. Чтобы обеспечить возможность сравнения, все образцы, побывавшие на реакторе, а также исходный (необлученный) образец были приведены к одному весу, что при стандартной толщине выравнивало поверхность торца таблеток. Однако нарушение механической целостности таблеток сказалось на спектре. В частности, резко возросла площадь пика, имеющего максимум около $365^{\circ}K$ (У пик). Этот пик виден на рис. 3 и происходящие с ним изменения отличают его от всех остальных пиков эмиссии. Так,



ИИЭ АЭН
313:01033

при начальной дозе облучения протонами интенсивность эмиссии в его максимуме возрастает, а после облучения большими дозами (кривая а рис.3) - падает почти до нуля. Однако после прогрева при 773°K этот пик в отличие от остальных быстро возвращается к первоначальному виду (кривая б рис.3).

Суммарное количество электронов ЭЭЭ, деленное на 10^4 , соответствующее рис.1 (Σ_0) и кривым а,б,в рис.2 (Σ), изменяется следующим образом: 9,5; 7,3; 4,8; и 2,3. Это соответствует разностям $\Sigma_0 - \Sigma$ 0; 2,1; 4,7; и 7,2. Оказалось, что величины $\Sigma_0 - \Sigma$ хорошо укладываются на прямую (см.рис.8), если на оси абсцисс отложить величину $\ln(\tau-1)$, напоминающую нам об уравнении Зельдовича-Рогинского [9] (τ - время облучения протонами). Возможность применения упомянутого уравнения представляет, по нашему мнению, интерес в связи со следующими рассуждениями, построенными в заключительной части по аналогии с рассуждениями, положенными в основу вывода уравнения Зельдовича-Рогинского. В объяснении нуждаются, в частности, три факта: 1) снижение возбуждаемой рентгеновским излучением эмиссионной способности образцов SiO_2 и гидратированного $LiF \cdot H_2O$ после их облучения большими дозами γ -излучения и тяжелыми частицами; 2) то обстоятельство, что это снижение происходит, в первую очередь, за счет высокотемпературной части спектра эмиссии при дозах, при которых низкотемпературное крыло спектра изменяется существенно меньше и 3) увеличение эмиссионной способности негидратированного LiF после облучения на реакторе.

В принципе возможны три причины, приводящие к снижению эмиссионной активности в рассматриваемом случае. Это: 1) "Унич-

тожение" центров эмиссии за счет прямого воздействия над ними тяжелых частиц; 2. Создание в твердом теле ситуации, при которой принятая нами во всех случаях одна и та же доза рентгеновского излучения не может обеспечить прежней заселенности центров эмиссии; 3. Создание в твердом теле ситуации, при которой число и заселенность центров эмиссии практически не изменяется или даже возрастает после облучения большими дозами γ -облучения и тяжелыми частицами, но уменьшается вероятность собственно ЭЭЭ, в то время как другие переходы электронов становятся более вероятными.

Рассмотрим эти причины. Данные, полученные на образцах LiF , позволяют отвергнуть первое возможное объяснение. В самом деле, спектры ТСЭЭЭ на гидратированном и негидратированном образцах до облучения совпадают. Следовательно, центры эмиссии на их поверхности одни и те же. Если бы тяжелые частицы непосредственно воздействовали на центры эмиссии и разрушали их, то результат в обоих случаях был бы одинаковым, чего при опыте не наблюдается. Вторую причину также следует признать, по крайней мере, второстепенной. Остается третья причина. Снижение способности образца к ЭЭЭ - процессу, явно входящему в сложную многоканальную задачу релаксации возбужденного кристалла, - представляется вполне вероятным. Так, например, образование под действием тяжелых частиц дополнительного числа акцепторных уровней* может резко изменить соотношение ско-

* Заметим, дополнительно, что чем больше акцепторных центров, тем больше вероятность появления дырочной проводимости. Между тем, на примере n и p германия было показано [10], что для одного и того же полупроводника образец p - типа по сравнению с образцом n - типа практически не обладает способностью к ЭЭЭ.

ростей релаксационных процессов и, соответственно, резко сказаться на вероятности эмиссии. Если для простоты считать, что релаксацию можно представить в двухгрупповом приближении, в котором одним из каналов является ЭЭЭ, а другим — все остальные пути релаксации, то вероятность ЭЭЭ можно представить в виде

$$\gamma = \frac{W_3}{W_3 + W_p},$$

где W_3 — интенсивность эмиссии, а W_p — суммарная скорость других каналов релаксации. Очевидно, что чем больше отношение W_p/W_3 , тем сложнее повлиять на значение γ , так как для этого, нужно при облучении тяжелыми частицами создать новый мощный канал релаксации или существенно усилить один из существующих. Наоборот, чем больше вероятность эмиссии, т.е. чем больше отношение W_3/W_p , тем легче повлиять на величину γ . Таким образом, и факт снижения эмиссионной активности, и факт преимущественного снижения этой активности за счет отдельных пиков могут получить разумное объяснение, если предположить, что в первую очередь уменьшается эмиссия с тех центров, где вероятность ЭЭЭ была наибольшей. По-видимому, в эмиссии соблюдается тот же принцип, что в адсорбции и катализе — все процессы "отравления" в первую очередь сказываются на наиболее активных центрах. Это обстоятельство указывает на неоднородность поверхностных центров, кинетика "уничтожения" которых описывается уравнением Зельдовича-Рогинского [9].

Дополнительно следует рассмотреть "косвенное уничтожение" центров эмиссии. Это явление состоит во взаимодействии продуктов деструкции гидроксильного покрова как с существующими

(биографического происхождения) центрами эмиссии, так и с
вновь возникающими. Эта причина так же возможна, как и третья.
Применение уравнения Зельдовича-Рогинского в этом случае обу-
словлено теми же причинами - продукты деструкции ОН-групп
взаимодействуют в первую очередь с наиболее активными цент-
рами, отравляя их.

При анализе совокупности экспериментальных данных по вли-
нию облучения на эмиссионную способность различных материа-
лов необходимо объяснить следующие факты: 1) Сравнительно низ-
кие $10^4 - 10^5 \text{ p/}$ дозы насыщения для большинства эмиссионно-
способных материалов; 2) Снижение эмиссионной способности ма-
териалов с гидратированной поверхностью при действии мощных
потоков γ - излучения и тяжелых частиц; 3) Повышение эмис-
сионной способности материалов, поверхность которых не содер-
жит или содержит малое количество гидроксильных групп, при
воздействии мощных потоков тяжелых частиц и γ -излучения.

Результаты уменьшения или увеличения эмиссионной способ-
ности образцов можно качественно объяснить следующим образом.

А. Облучение гидратированной поверхности

При малых дозах рентгеновского облучения заполнение эмис-
сионно-способных ловушек выходит на стационарный уровень. При
действии γ - излучения и тяжелых частиц происходят одновре-
менно два процесса: образование дополнительного числа эмисси-
онно-способных центров и образование дополнительных акцептор-
ных уровней. Соотношение скоростей этих двух процессов на
гидратированной поверхности таково, что в результате скорость
релаксации (не эмиссионный канал) возрастает в большей степе-
ни, чем скорость эмиссии, и наблюдается снижение эмиссионной

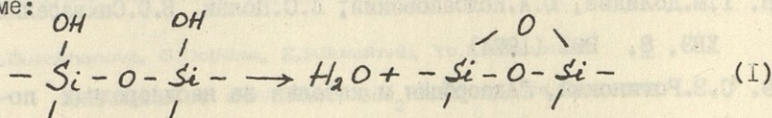
способности образца.

Б. Облучение поверхности в отсутствие гидроксиллов

На этой поверхности наблюдается увеличение эмиссионной способности образца после действия облучения. Не нарушая единства трактовки, можно дать объяснение этому явлению, если допустить, что образование акцепторных центров в случае А связано со взаимодействием излучения с гидроксилами поверхности. Тогда в случае Б процесс создания акцепторных уровней будет практически отсутствовать, в то время как процесс создания дополнительных центров эмиссии будет иметь место, и приводит, в конечном счете, к увеличению эмиссионной способности образца.

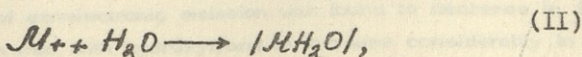
Предложенные выше соображения позволяют с единой точки зрения объяснить экспериментально установленное в нашей работе влияние больших доз на эмиссионную способность силикагеля и фтористого лития как в случае увеличения, так и в случае уменьшения эмиссии.

Одним из возможных вариантов образования акцепторных центров является возникновение мостикового кислорода по схеме:



Образование таких структур при дегидроксилировании поверхности хорошо известно.

Другой причиной подавления эмиссии является прочная адсорбция образовавшейся в процессе (I) воды на центре эмиссии:



где M — эмиссионный центр.

При подавлении эмиссии по (П) первоначальная эмиссионная способность может быть восстановлена прогревом в вакууме. Это наблюдалось нами на образцах SiO_2 (рис.3).

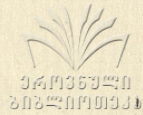
Процесс (I), в принципе, так же обратим. Для восстановления первоначальных свойств поверхности в этом случае необходим прогрев образца в атмосфере паров воды.

Поступила 23.I.1979.

Кафедра общей физики

ЛИТЕРАТУРА

1. I.V.Krilova. Phys. Stat. Sol. (a), 7, 359(1971).
2. A.Bohyn. J.Phys. Rad., 17, 783 (1956).
3. Ю.П.Ситоните, И.В.Крылова, ЖФХ, 44, 4815 (1970).
4. И.В.Крылова, З.Л.Крылова. ХВЭ, 2, 268 (1968).
5. N.I.Koniushkina, I.V.Krilova, V.N.Opekunov, A.A.Predvoditelev. Phys. Stat. Sol. (a) 43, 639 (1977).
6. В.П.Шифрин. "Электронная техника", серия 2, вып.7, стр.35.
7. З.Г.Ахвледиани, Б.Н.Златов. ЭИПТТ, т.IX, "Мецниереба", 1977, стр.46.
8. Г.М.Долидзе, Ю.А.Колбановский, Л.С.Полак, В.С.Сакварелидзе. ХВЭ, 8, 291 (1974)
9. С.З.Рогинский, "Адсорбция и катализ на неоднородных поверхностях", Изд. АН СССР, М.-Л. (1948).
10. A.B.Gerasimov, G.M.Dolidze, L.A.Mizandari, A.A.Tsertsvadze. Phys. Stat. Sol. 35, K131 (1976).



ვატომალექტრონული ემისიის ანოდის რეაქტივის როლი

SiO_2 და LiF ნივთიერებების შემთხვევაში

რ ე ზ ი რ ი ე

მიზნით გამოყენებული იქნა ანოდის რეაქტივი SiO_2 (სილიკაგელი) და LiF მონოკრისტალი, დაფენილი ანოდის რეაქტივი და მისი გამოყენება. SiO_2 ნივთიერების გასხვავებულ იქნა კობალტის წყაროზე, რეაქტორზე და ციკლოტრონზე. LiF -ის გასხვავებულ იქნა γ -სხივებით.

მიზნით იქნა, რომ ვატომალექტრონული ემისიის ინტენსივობა SiO_2 და ანოდის რეაქტივი LiF ნივთიერების შემთხვევაში, ხოლო LiF ნივთიერების, რომელიც არ შეიცავს ანოდის რეაქტივს, ემისიის საგრძნობლად იზრდება. ასეთი განსხვავება განსაკუთრებით იგრძნობა მაკადრეტივირებული ნივთიერების შემთხვევაში.

აღნიშნული ექსპერიმენტული მონაცემები ახსნის ემისიის ინტენსივობის მრავალმხრივ რეაქციას.

Z. Burakhanova, G. Dolidze, Z. Kituashvili, Yu. Kolbanovski

THE ROLE OF COVERING SiO_2 AND SAMPLES WITH HYDROXYL IN EXOELECTRONIC EMISSION
Summary

The authors have used SiO_2 (silicagel) and LiF single crystal samples, both covered with hydroxyl and without it. SiO_2 samples were radiated from cobalt source, reactor and cyclotron. LiF samples were radiated by γ -rays.

The intensity of exoelectronic emission was found to decrease in SiO_2 and LiF samples covered with hydroxyl, and to increase considerably in the case of LiF samples without hydroxyl. This difference is particularly pronounced.

ounced for high-temperature peaks.

These experimental data are explained by a two-channel relaxation of the emission centres.

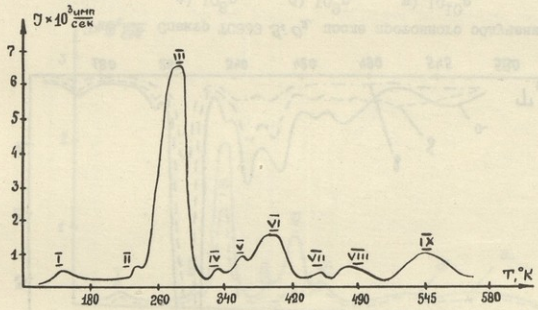


Рис. 1. Спектр ТС333 SiO_2 (необлученный).

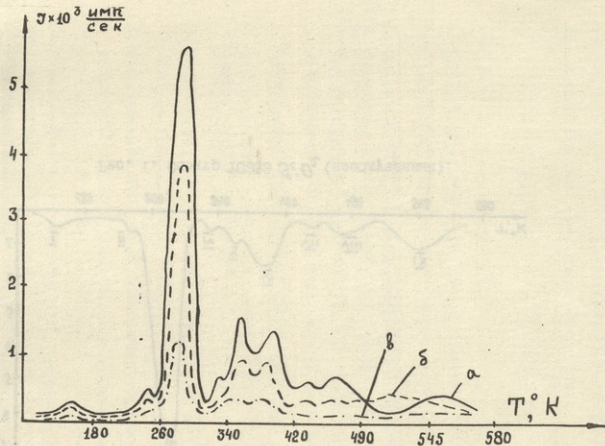


Рис. 2. Спектр ТЭСЭЭ SiO_2 после протонного облучения:

а) 10^8 р б) 10^9 р в) 10^{10} р

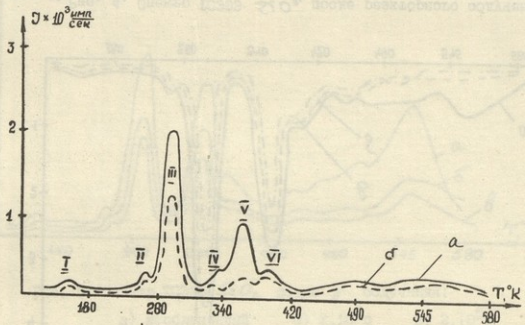


Рис. 3. Спектр ТС333 SiO_2^* после протонного облучения:
 а) 10^{10} р б) после прогрева при 773°K

* В этой серии измерений были использованы таблетки SiO_2 , описанные в разделе "Обсуждение результатов"

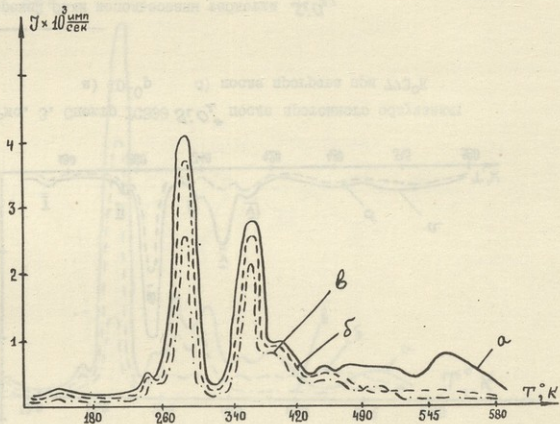


Рис. 4. Спектр ТСЭЭЭ SiO_2 после реакторного облучения:
 а) необлученный б) 10^{16} см^{-2} в) 10^{17} см^{-2}

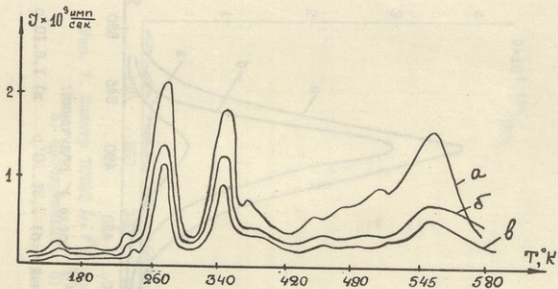


Рис. 5. Спектр ТСЭЭЭ SiO_2 после γ облучения:
 а) необлученный б) $2 \cdot 10^4$ р в) $2 \cdot 10^5$ р

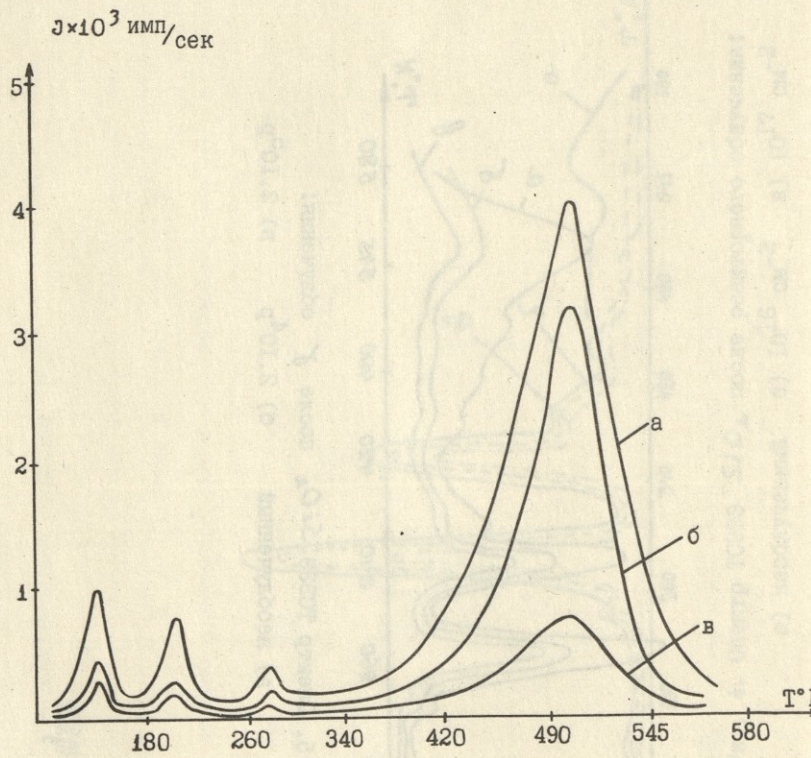


Рис.6. Спектр ТСЭЭ $LiF-I$ после γ облучения:
 а) необлученный б) $1,35 \cdot 10^7$ р в) $1,8 \cdot 10^7$ р

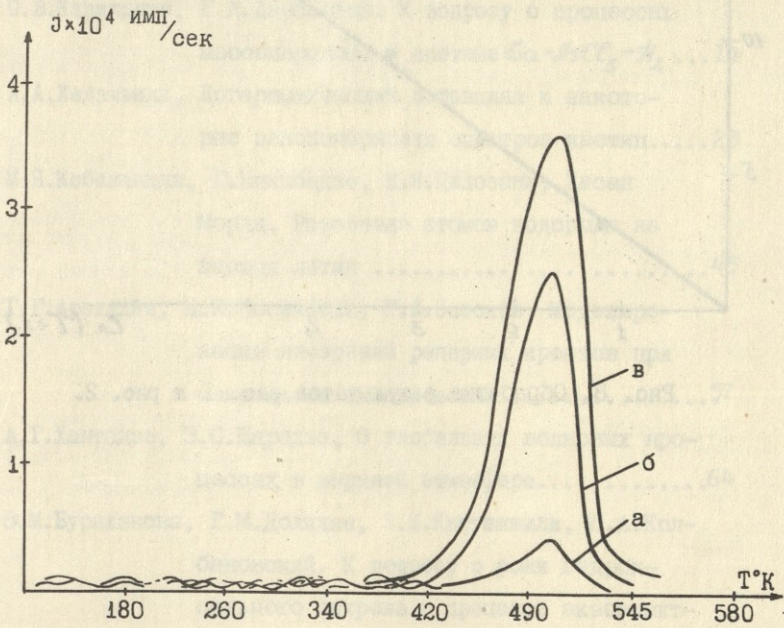


Рис. 7. Спектр ТС999 $LiF-II$ после γ облучения:
 а) необлученный б) $1,35 \cdot 10^7$ р в) $1,8 \cdot 10^7$ р

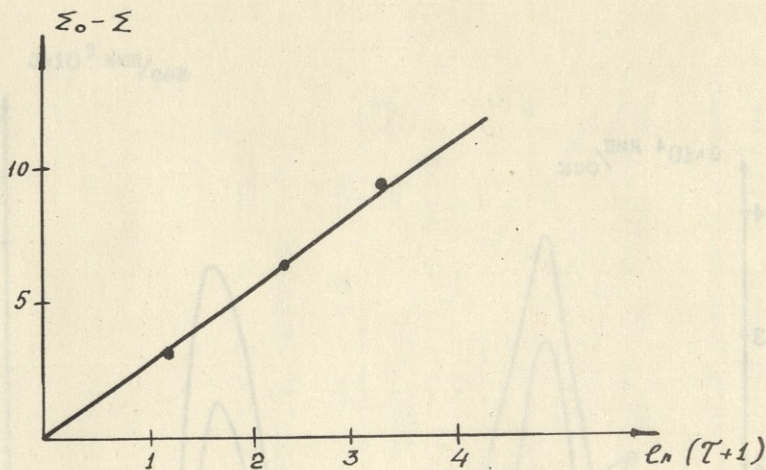


Рис. 8. Обработка результатов рис. 1 и рис. 2.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

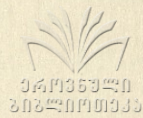
1. Я.З.Дарбаидзе. Об одной масштабнo-инвариантной закономерности в адрон-ядерных взаимодействиях	5
2. О.В.Кинкладзе, Г.Д.Дараселия. К вопросу о процессах массопереноса в системе $Ga-AsCl_3-H_2$...	14
3. А.А.Хелашвили, Логарифмический потенциал и некоторые закономерности спектров частиц.....	23
4. М.Я.Кобиашвили, Г.Никобадзе, Н.Н.Цилосани, Хасан Морад, Рассеяние атомов водорода на атомах лития	45
5. Г.Г.Арешидзе, Ц.И.Иоселиани, Г.А.Ососков, Моделирование измерений реперных крестов при спиральном сканировании	57
6. А.Г.Хантадзе, З.С.Шарадзе, О глобальных волновых процессах в верхней атмосфере.....	64
7. З.М.Бураханова, Г.М.Долидзе, З.Ш.Китуашвили, Ю.А.Колбановский. К вопросу о роли гидроксильного покрова в процессе экзоэлектронной эмиссии SiO_2 и LiF	82

СО Д Е Р Ж А Н И Е



1. Я.З.Дарбаидзе. Об одной масштабнo-инвариантной закономерности в адрон-ядерных взаимодействиях	5
2. О.В.Кинкладзе, Г.Д.Дараселия. К вопросу о процессах массопереноса в системе $Ga-AsCl_3-H_2$...	14
3. А.А.Хелашвили, Логарифмический потенциал и некоторые закономерности спектров частиц.....	23
4. М.Я.Кобиашвили, Г.Никобадзе, Н.Н.Цилосани, Хасан Морад, Рассеяние атомов водорода на атомах лития	45
5. Г.Г.Арешидзе, Ц.И.Иоселиани, Г.А.Ососков, Моделирование измерений реперных крестов при спиральном сканировании	57
6. А.Г.Хантадзе, З.С.Шарадзе, О глобальных волновых процессах в верхней атмосфере.....	64
7. З.М.Бураханова, Г.М.Долидзе, З.Ш.Китуашвили, Ю.А.Колбановский. К вопросу о роли гидроксильного покрова в процессе экзоэлектронной эмиссии SiO_2 и LiF	82

1. ი. ბაქრაძე, უჩუბი მასშტაბის რადიონუკლიდების კანონზომიერებების შესახებ ადრინ-პირინდული ურთიერთქმედებებზე 12
2. თ. ქიტივაძე, ბ. ბაქრაძე და $Ga-AsCl_3-H_2$ სისტემაში მასის ვადრატის პრეცესის სპექტრი 18
3. ა. ხელაძე, რადიონუკლიდების ურთიერთქმედება და მანერალის სპექტრების მონიტორინგის კანონზომიერებები 43
4. მ. კობახიძე, გ. მ. კობახიძე, მ. მ. მელიქიანი, ნ. მირზაძე
მედიკამენტების აგომების გამოყენების დინამიკის აგომებ-
ებზე 52
5. გ. აბრამიძე, გ. ნოსტრიანი, გ. მსხვილიძე, რეპროდუქციული ურთიერთ-
კავშირის მონიტორინგის სპეციალური სკანირების დროს 61
6. ა. ხაბაძე, მ. მირზაძე, მათად ავთორიტეტში გლობალიზაციის ფა-
სის პრეცესების შესახებ 81
7. მ. მურმანიძე, ვ. ბერიძე, მ. მ. მურმანიძე, ი. კობახიძე, რადიონუკლიდების ურთიერთქმედების კინეტიკის და ურთი-
ერთობის SiO_2 და LiF ნიმუშების საფუძველზე 91



CONTENTS

1. I.Darbaidze, On a scaling property in hadron-nucleus interactions 13

2. O.Kinkladze, T.Daraselia, On the mass transport processes in the Ga-AsCl₃-H₂ system. 19

3. A.Khvelashvili, The logarithmic potential and some characteristic features of Particle spectra 44

4. M.Kobiashvili, G.Nikoladze, N.Tsilosani, H.A.Mourad, Scattering of Atomic Hydrogen by Lithium Atoms 53

5. G.Areshidze, Ts.Ioseliani, G.Ososkov Simulation of the measurement of fiducial marks at spiral scanning 62.

6. A.Khantadze, Z.Sharadze, On the Global Processes in the upper atmosphere. 81

7. Z.Burakhanova, G.Dolidze, Z.Kituashvili, Yu.Kolbanovski, The role of covering SiO₂ and LiF samples with hydroxyl in exoelectronic emission 91

86-79

79-5881
041935920
202:0101933