ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCE OF ARMENIA

ISSN 0321-1339

ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ
REPORTS

2004

Ереван Երևան Yerevan

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA
ДОКЛАДЫ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ REPORTS

Հատոր Том Volume 104 2004 № 4

Հիմնադրվել է 1944 թ.: Լույս է տեսնում տարին 4 անգամ

Основан в 1944 г. Выходит 4 раза в год

Founded in 1944. Published quarterly

Խմբագրության հասցեն՝ 375019 Երևան 19, Մարշալ Բաղրամյանի պող. 24գ
Հեռ. 56-80-67 *Խմբագրության վարիչ* Գ. Ա. Աբրահամյան
Адрес редакции: 375019, Ереван 19, просп. Маршала Баграмяна 24г
Тел. 56-80-67 *Зав. редакцией* Г. А. Абрамян
Communication links: address – 24g Marshal Bagramian Ave., Yerevan, 375019, Armenia
Phone-(3741) 56-80-67

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

УДК 537.868; 616.361; 617.001

М. Г. Малакян, В. А. Бадирян, С. А. Баджинян, Г. А. Геворгян

Экспериментальное исследование терапевтической активности соединения № 632276 при термических повреждениях

(Представлено чл.-кор. НАН РА Л. Р. Манвеляном 28/IV 2004)

Генерализованное повреждение клеточных и внутриклеточных мембран при термических ожогах является универсальным механизмом развития каскада патологических процессов в организме [1,2]. В момент термического воздействия на кожу происходит разрушение и повреждение огромного количества клеток с освобождением и ферментативным образованием массы различных биологически активных веществ, которые в настоящее время получили название медиаторов воспаления [3].

Увеличению содержания указанных агентов способствует также болевой стресс, сопровождающийся адренергической активацией и гиперсекрецией катехоламинов, оказывающих непосредственное разрушающее действие на клеточные мембраны. Существенный вклад в развитие дальнейшего поражения организма имеют свободнорадикальные продукты реакций перекисного окисления липидов (ПОЛ) [4,5].

Установлено, что при обширных и глубоких ожогах в организме происходит новообразование или накопление ряда соединений пептидной и липидной природы, имеющих среднемолекулярную массу (СМ) в пределах 300-5000 дальтон, обладающих высокой функциональной активностью, являющихся показателем степени эндогенной интоксикации организма и во многом определяющих развитие патогенетически значимых синдромов ожоговой болезни и исход заболевания [6,7].

Комплекс лечебных мероприятий, проводимый при ожоговых поражениях, является многокомпонентным и направлен на обеспечение благоприятных условий для максимального восстановления утраченных функций, предупреждения или коррекции возникающих осложнений. В общей схеме лечения термических повреждений большое значение имеют устранение болевого синдрома и гемодинамических расстройств, детоксикационные мероприятия, органопротекция, антибактериальная, противовоспалительная и антиоксидантная терапия.

Синтезированное в институте тонкой органической химии им. А. Л. Мнджояна НАН Армении соединение № 632276, принадлежащее ряду β-аминокетонов, обладает низкой токсичностью (LD_{50}=1500 мг/кг), выраженными местноанестезирующими, анальгезирующими, противовоспалительными, антибактериальными и мембраностабилизирующими свойствами [8-11]. Наличие вышеуказанных свойств у данного соединения предполагает потенциальную его эффективность при применении в качестве терапевтического средства при ожоговых поражениях организма.

С целью изучения активности соединения № 632276 при термических повреждениях были проведены экспериментальные исследования на белых беспородных крысах-самцах массой 180-200 г. Ожоговая травма III А-Б степени производилась контактным способом в области спины животных с площадью 16% от общей поверхности тела [12]. Через 0.5, 24 и 48 ч после нанесения ожоговой травмы животным опытной группы "Ож+Леч" внутрибрюшинно вводили водные растворы соединения № 632276 в дозе 20 мг/кг (10 крыс). Животные первой контрольной группы "Ож" после травмы не получали какого-либо лечения (10 крыс). Контрольную группу "Норма" составляли интактные животные (10 крыс).

На 7 и 14 сутки послеожогового периода у животных указанных экспериментальных групп определяли следующие показатели: содержание молекул средней молекулярной массы в плазме крови - по величине оптического поглощения опытных образцов при длине волны 264 нм [13]; состояние активности перекисного окисления липидов (ПОЛ) в эритроцитарных мембранах - по содержанию в пробе конечного продукта реакций липидной пероксидации - малонового диальдегида (МДА) [14]; проницаемость мембран эритроцитов для ионов калия - по результатам нарастания концентрации K^+ в изотонической среде NaCl в течение 1 ч инкубации эритроцитов при 37^0 С [15]; мембранный потенциал эритроцитов - по равновесному распределению ионов водорода между внутренней и внешней средой клеток [16]. Последние два показателя характеризовали состояние функциональной активности мембран эритроцитов. Об эффективности терапевтического вмешательства судили на основе сравнительного анализа изучаемых показателей у животных указанных экспериментальных групп. Статистическую обработку полученных результатов проводили на основе вычисления среднеарифметического значения и стандартной ошибки. Данные считались достоверными при $P < 0.05$.

Таблица 1

Уровень МДА в эритроцитах и содержание молекул средней молекулярной массы в плазме крови животных на 7 и 14 сутки после ожога

Группа исследования	Активность ПОЛ в эритроцитах Норма: 97.64±1.22 нмольМДА/мл эр. n=10		СМ в плазме крови (A_{264}) Норма: 0.20±0.01 у.е n=10	
	7 сутки	14 сутки	7 сутки	14 сутки
Контрольная «Ож»	122.26±2.19 P<0.001 n=5	103.57±4.11 P>0.05 n=5	0.30±0.03 P<0.01 n=5	0.28±0.02 P<0.01 n=5
Опытная «Ож+Леч»	94.27±1.62 P>0.05 P^1<0.001 n=5	84.11±3.20 P<0.01 P^1<0.001 n=5	0.26±0.03 P>0.05 P^1>0.05 n=5	0.24±0.01 P<0.02 P^1<0.02 n=5

Примечание: P - достоверность по сравнению с нормой; P^1 - достоверность по сравнению с контролем того же дня

Согласно табл. 1 на 7 сутки после получения ожоговой травмы у нелеченых животных отмечалось статистически достоверное повышение интенсивности ПОЛ в эритроцитах, тогда как у животных опытной группы наблюдаемые изменения недостоверно отличались от нормы, однако были достоверно низкими по сравнению с показателями контрольной группы. На 14 сутки параллельно с протекающими в организме репарационными процессами наблюдалась регуляция активности процессов ПОЛ, что отразилось в снижении уровня МДА в мембранах эритроцитов у животных обеих экспериментальных групп. Однако у животных группы "Ож+Леч" величина данного показателя была достоверно ниже по сравнению как с нормой, так и с контролем.

Анализ содержания молекул средней молекулярной массы в плазме крови показал достоверно высокий уровень СМ у животных контрольной группы на 7 и 14 сутки после ожогового повреждения. В опытной группе на 7 сутки величина данного показателя была выше нормы, но ниже контроля, однако эти изменения не имели достоверного характера. Полученные же на 14 сутки данные выявили достоверно более высокое, чем в норме, но меньшее по сравнению с контролем значение изучаемого показателя у животных этой группы.

Таблица 2

Проницаемость мембран эритроцитов для ионов K^+ и мембранный потенциал эритроцитов животных на 7 и 14 сутки после ожога

Группа исследования	Проницаемость K^+ Норма: $(1.30\pm0.12) \times 10^{-9}$ см/с n=10		Мембранный потенциал эритроцитов Норма: -8.73 ± 0.85 мВ n=10	
	7 сутки	14 сутки	7 сутки	14 сутки
Контрольная «Ож»	$(2.13\pm0.14) \times 10^{-9}$ $P<0.001$ n=5	$(1.90\pm0.02) \times 10^{-9}$ $P<0.002$ N=5	-12.90 ± 0.38 $P<0.001$ n=5	-8.41 ± 0.95 $P>0.05$ n=5
Опытная «Ож+Леч»	$(1.57\pm0.02) \times 10^{-9}$ $P<0.05$ $P^1<0.001$ n=5	$(1.37\pm0.22) \times 10^{-9}$ $P>0.05$ $P^1<0.02$ N=5	-7.54 ± 0.01 $P>0.05$ $P^1<0.001$ n=5	-8.89 ± 0.84 $P>0.05$ $P^1>0.05$ n=5

Примечание: Р - достоверность по сравнению с нормой; P^1 - достоверность по сравнению с контролем того же дня

Приведенные в табл. 2 данные показывают, что на 7 сутки после ожогового поражения существенным образом были изменены функциональные показатели состояния эритроцитарных мембран, такие как ионная проницаемость и мембранный потенциал. Однако изменения по сравнению с нормой были несколько слабее выражены у животных, получивших соединение № 632276. На 14 сутки у нелеченых животных K^+-проницаемость эритроцитарных мембран продолжала оставаться высокой, тогда как в опытной группе полностью восстанавливалась, что свидетельствует о протекторном действии изучаемого вещества на мембраны эритроцитов при термических повреждениях организма.

Данные, полученные по мембранному потенциалу эритроцитов, показали выраженные отклонения от нормы у контрольных животных на 7 сутки. К 14 суткам в обеих экспериментальных группах величина мембранного потенциала эритроцитов была в пределах нормы.

Таким образом, результаты проведенных исследований показали, что на фоне трехкратного введения соединения № 632276 в организм животных, получивших экспериментальную ожоговую травму, наблюдается снижение активности катаболических процессов, вызванных термическим фактором, коррегируются структурно-функциональные свойства мембран эритроцитов. Следует полагать, что обнаруженные эффекты тесно взаимосвязаны с установленными ранее местноанестезирующими, анальгетическими и противовоспалительными свойствами этого соединения, способствующими ограничению выраженности стресс-синдрома и сопутствующих его метаболических нарушений. Регуляция интенсивности свободно-радикальных реакций перекисного окисления липидов в мембранах эритроцитов и коррекция функционального состояния эритроцитарных мембран под влиянием изучаемого соединения могут являться одним из существенных моментов в механизме терапевтического действия соединения № 632276 и иметь важное значение в проявлении общей реакции организма на травму в рамках адаптивной реакции.

Центр травматологии, ортопедии, ожогов и радиологии МЗ РА
Институт тонкой органической химии им. А. Л. Мнджояна НАН РА

Литература

1. *Заец Т. Л., Сологуб В. К., Никулин В. И., Лавров В. А.* - Бюлл. экспер. биологии. 1987. №4. С. 403-404.
2. *Latha B., Mary Baby* - Burns. 2001. V. 27. P. 309-317.
3. *Willams T. J., Jose P. J.* - J. Exp Med. 1981. V. 153. P. 136.
4. *Saez J., Ward P., Ganther B, Vivaldi E.* - Circ. Shock. 1984. V. 12. P. 229-239.
5. *Till G. O., Hatherill J. R., Tourtellotte W. W.* - Am. J. Pathol. 1985. V. 119. P. 376.
6. *Волчегорский И. А., Лившиц Р. И., Вальдман Б. М., Пужевский А. С.* - Патологическая физиология и экспериментальная терапия. 1994. № 4. С. 23-29.
7. *Вальдман Б. М., Волчегорский И. А., Пужевский А. С.* В кн.: Современные проблемы патогенеза и клиники. Ожоговая токсемия. Под. ред. Р. И. Лифшица. 1986. Челябинск. С. 6-19.
8. *Дургарян Л. К.* Исследования местноанестезирующих свойств α–, β–, γ– аминокетонов Канд. дисс. М. 1984.
9. *Мнджоян О. Л., Геворгян Г. А., Габриелян С. А., Апоян Н. А., Подольская Л. П., Чилингарян Д. Г.* Авторское свидетельство СССР 722097(1979).
10. *Мнджоян О. Л., Геворгян Г. А., Габриелян С. А., Апоян Н. А., Подольская Л. П.* Авторское свидетельство СССР 869271(1980).
11. *Мнджоян О. Л., Геворгян Г. А., Габриелян С. А., Власенко Э. В., Дургарян Л. К.* Заявка на получение авторского свидетельства (по применению) № 2904189 от 06.05.1980.
12. *Гублер Е. В., Хребтович В. И., Суббота А. Г.* В сб.: Термические ожоги и ожоговая болезнь. М. Медицина. 1973. С. 350.
13. *Ковалевский А. Н., Нифантьев О. Е.* - Лаб. дело. 1989. № 10. С. 35-38.
14. *Бенисович Ю. В., Идельсон Л. И.* - Вопр. мед. химии. 1973. Т. 19. № 6. С. 596.
15. *Баджинян С. А., Казарян П. А., Акопов С. Э., Саарян А. В.* - Радиационная биология. Радиоэкология. 1995. Т. 35. Вып. 3. С. 364-369.
16. *Macey R. I., Adorante J. S., Orme F. W.* - Biochem. Biophys. Acta. 1978. V. 512. P. 284-295.

Մ. Հ. Մալաքյան, Վ. Ա. Բաղիրյան, Ս. Ա. Բաջինյան, Գ. Ա. Գևորգյան

Ջերմային վնասվածքների դեպքում թիվ 632276 միացության բուժիչ ակտիվության փորձարարական հետազոտությունը

Կենդանիների վրա կատարված փորձարկումները ցույց են տվել, որ այրվածքային վնասվածքների դեպքում β-ամինակետոնների շարքին պատկանող թիվ 632276 միացությունը կարգավորում է միջին մոլեկուլային զանգվածով մոլեկուլների պարունակությունը արյան պլազմայում, էրիթրոցիտների թաղանթային պոտենցիալը, K^+ - թափանցելիությունը, լիպիդների գերօքսիդացման ակտիվությունը էրիթրոցիտների թաղանթներում: Ստացված տվյալները հիմք են տալիս ենթադրելու, որ այդ հատկությունները կարող են որոշակի դեր խաղալ ջերմային վնասվածքների ժամանակ հետազոտվող նյութի արդյունավետության դրսևորման գործում:

УДК 515.1

Э. А. Мирзаханян, Н. Э. Мирзаханян

О K_0-парах Борсука в гильбертовом пространстве

(Представлено чл.-кор. НАН РА Г. Г. Геворкяном 12/V 2004)

Статья посвящена бесконечномерной гомотопической топологии вещественного гильбертова пространства H. В ней определяется одна модификация важного классического топологического понятия пары Борсука [1]. Модифицированные пары (X,A) называются K_0-парами Борсука. Они образуются множествами $A \subset X \subset H$, а рассматриваемые отображения принадлежат одному специальному классу K_0 непрерывных отображений подмножеств из H.

В работе приводятся некоторые свойства K_0-пар Борсука в случае сепарабельного гильбертова пространства.

1. Допустимые отображения. В этом пункте приводятся определения допустимых отображений и некоторых необходимых понятий, а также сведения, относящиеся к этим отображениям [2-5].

Рассмотрим произвольное вещественное гильбертово пространство H.

Определение 1. Непрерывное отображение $f : G \to H$ открытого в H множества G в H называется K_0-отображением, если выполнено следующее условие: (K_0) для любой точки $x_0 \in G$ и любого вещественного числа $\varepsilon > 0$ существуют окрестность $U \subset G$ точки x_0, линейное конечномерное подпространство $L \subset H$ и вещественные числа λ и $\delta \in (0,[(\pi)/2])$ такие, что если для точек $x,y \in U$ угол между вектором $x - y$ и подпространством L не меньше $[(\pi)/2] - \delta$, то выполнено соотношение

$$||f(x) - f(y) - \lambda(x - y)|| \le \varepsilon||x - y||.$$

Важным характеризующим свойством K_0-отображений является тот факт, что фигурирующее в условии (K_0) число λ можно выбрать так, чтобы оно зависело лишь от точки x_0, но не от числа ε. Получающаяся при этом единственная, непрерывная вещественнозначная функция $\lambda(x) = \lambda_f(x)$, $x \in G$, называется терминальной производной отображения $f : G \to H$; композиция двух K_0-отображений есть K_0-отображение и из ортопроекторов $p : H \to L$ K_0-отображением являются только те, когда L-конечномерно или имеет конечную коразмерность относительно H.

Пусть теперь M - произвольное (необязательно открытое) подмножество из H. Непрерывное отображение $f : M \to H$ называется K_0-отображением, если существуют открытое в H множество G, содержащее M и K_0-отображение $g : G \to H$ такое, что $f(x) = g(x)$ для любого $x \in M$.

Пусть далее M и N - произвольные подмножества пространства H. Непрерывное отображение $f : M \cong N$ называется K_0-отображением, если композиция $i \circ f : M \to H$ является K_0-отображением, где $i : N \to H$ есть вложение. Наконец, гомеоморфизм $f{:}M \cong N$ называется K_0-гомеоморфизмом, если оба отображения f и $f^{-1} : N \to M$ суть K_0-отображения.

Определение 2. Семейство (f_z), $0 \le t \le 1$ K_0 -отображений $f_t : M \to N$ называется K_0-гомотопией, если отображение $F : I \times M \to N$, определяемое формулой $F(t,x) = f_t(x)$, $x \in M$, $t \in I$, $I = [0,1]$, является K_0-отображением.

Далее, K_0-отображения $f,g : M \to N$ называются K_0-гомотопными и пишут $f \overset{K_0}{\cong} g$, если существует связывающая их K_0-гомотопия, т.е. такая K_0-гомотопия (f_t), что $f_0 = f$ и $f_1 = g$. Эквивалентным образом f,g называются K_0-гомотопными, если существует K_0-отображение $F : I \times M \to N$ такое, что $F(0,x) = f(x)$ и $F(1,x) = g(x)$ для каждой точки $x \in M$.

Определение 3. Декартово произведение $X \times Y$ подмножеств из H называется K_0-допустимым, если скалярное произведение $x|y = 0$ для любых точек $x \in X$, $y \in Y$ и обе проекции $(x,y) \to x$ и $(x,y) \to y$ являются K_0-отображениями.

Определение 4. Пусть $A \subset X \subset H$. Множество A называется K_0-ретрактом множества X, если существует K_0-отображение $r : X \to A$, называемое K_0-ретракцией X на A, такое, что $r|A = id_A$, т.е. $roi = id_A$, где $i : A \to X$ есть вложение; ретракт A называется K_0-деформационным ретрактом для X, если существует такая K_0-ретракция $r : X \to A$, называемая K_0-деформационной ретракцией, что выполнено условие: $i \circ r \overset{K_0}{\cong} id_X$; если эта K_0-гомотопия будет неподвижной, т.е. связанной на A, то r называется K_0-строгой (или сильной) деформационной ретракцией, а A называется K_0-строгим (сильным) деформационным ретрактом для X.

Существуют окрестностные варианты этих ретрактов, а именно: A называется окрестностным K_0-ретрактом, окрестностным K_0-деформационным ретрактом и окрестностным K_0-строгим деформационным ретрактом для X, если существует такое открытое в X подмножество $U \supset A$, что A является соответственно K_0-ретрактом, K_0-деформационным ретрактом и K_0-строгим деформационным ретрактом для U.

Определение 5. Непрерывное отображение $f : M \to H$ будем называть локальным K_0-отображением, если существует такое открытое покрытие (U_α), $\alpha \in A$, подпространства M, что при любом $\alpha \in A$ ограничение $f_\alpha = f|U_\alpha : U_\alpha \to H$ отображения f является K_0-отображением, т.е. существуют открытое в H подмножество G_α и K_0-отображение $g_\alpha : G_\alpha \to H$ такое, что $g_\alpha|U_\alpha = f_\alpha$.

Имеет место важное утверждение: в случае сепарабельного гильбертова пространства H отображение $f : M \to H$ будет K_0-отображением тогда и только тогда, когда оно является локальным K_0-отображением [см. 4].

2. О K_0*-парах Борсука.* Пусть H - произвольное зафиксированное вещественное гильбертово пространство H. В этом пункте вводится одна модификация топологического понятия пары Борсука для пар подмножеств пространства H и устанавливается ряд свойств таких пар.

Определение 6. Пусть A и X - подмножества из H; K_0-отображение $i : A \to X$ будем называть K_0-корасслоением или обладающим свойством распространения K_0-гомотопий, если для любого подмножества Y из H, любого K_0-отображения $f : X \to Y$ и K_0-гомотопии $g_t : A \to Y$, такой, что $g_0 = f \circ i$, существует такая K_0-гомотопия $f_t : X \to Y$, что $f = f_0$ и $f_t \circ i = g_t$ для каждой точки $t \in I$, $I = [0,1]$.

Композиция двух K_0-корасслоений есть также K_0-расслоение.

Мы будем рассматривать важный частный случай понятия K_0-корасслоения - понятие K_0-пары Борсука.

Определение 7. Пару (X,A) подмножеств пространства H будем называть K_0-парой Борсука, если отображение включения $i : A \to X$ представляет собой K_0-корасслоение.

Таким образом, пара (X,A) есть K_0-пара Борсука, если для каждого $Y \subset H$, K_0-отображения $f : X \to Y$ и частичной гомотопии $g_t : A \to Y$ отображения f, ($g_0 = f|A$), существует K_0-продолжение K_0-гомотопии g_t, т.е. такая K_0-гомотопия $f_t : X \to Y$, что $f_0 = f$ и $f_t|A = g$ для каждой $t \in I$.

Из сказанного выше следует, что если (X,A,B) - такая тройка подмножеств из H, что пары (X,A) и (A,B) суть K_0-пары Борсука, то и пара (X,B) будет также парой Борсука.

Одно из важных свойств K_0-пар Борсука состоит в следующем: пусть (X,A) - K_0-пара Борсука, $g, g' : A \to Y$ суть K_0-гомотопные K_0-отображения; тогда если одно из этих отображений продолжимо до K_0-отображения X в Y, то и другое K_0-продолжимо.

Из сказанного следует, что свойство K_0-распространимости до X K_0-отображения $g : A \to Y$ зависит от K_0-гомотопического класса отображения g.

Приведем эквивалентную форму определения понятия K_0-пары Борсука.

Определение 8. Пару (X,A) подмножеств из H будем называть K_0-парой Борсука, если для любого подмножества Y из H, K_0-отображения $f : X \to Y$, K_0-гомотопии $G : I \times A \to Y$ такой, что $G(0,x) = f(x)$ для каждой точки $x \in A$, существует K_0-отображение $F : I \times X \to Y$ такое, что $F(0,x) = f(x)$ для каждой точки $x \in X$ и $F(t,x) = G(t,x)$ при $t \in I$ и $x \in A$.

В оставшейся части статьи пространство H будет предполагаться сепарабельным, т.е. обладающим счетным базисом.

Определение 9. Пара (X,A) подмножеств из H называется парой, допускающей терминальные производные, если подмножества A и X являются множествами, допускающими терминальные производные [6].

Теорема 1. *Для того, чтобы допускающая терминальные производные пара* (X,A) *была* K_0*-парой Борсука, необходимо и достаточно, чтобы подмножество* $\tilde{A} = (O \times X) \cup (I \times A)$ *цилиндра* I

$\times$ X *было* K_0*-ретрактом для* $I \times X$.

Топологическую пару (Z,C) принято называть замкнутой, если подпространство C замкнуто в Z. Поскольку гильбертово пространство H хаусдорфово, то из теоремы 1 можно заключить, что K_0-пара Борсука (X,A) есть замкнутая пара.

Предложение 1. Пусть (X,A) - замкнутая пара, допускающая терминальные производные, и $Y \subset H$ такое подмножество из H, для которого декартовы проиведения $X \times Y$ и $A \times Y$ являются K_0-допустимыми [см. опр. 3], тогда пара $(X \times Y, A \times Y)$ является K_0-парой Борсука.

Замечание. Предложение 1 верно также для пары $(Y \times X, Y \times A)$, в частности для пары $I \times X, I \times A$.

Предложение 2. Пусть $X = A \cup B$, где множества A,B и $C = A \cap B$ замкнуты в X и являются множествами, допускающими терминальные производные. Тогда, если пара (A,C) является K_0-парой Борсука, то и (X,B) также является K_0-парой Борсука.

Предложение 3. Пусть (X,A) - замкнутая пара, допускающая терминальные производные, и A есть K_0-деформационный ретракт подпространства X. Тогда, если пара $(I \times X, X_A)$, где $X_A = (O \times X) \cup (I \times A) \cup (1 \times X)$, является K_0-парой Борсука, то A будет K_0-строгим деформационным ретрактом подпространства X.

Предложение 4. Пусть (X,A) - замкнутая и допускающая терминальные производные K_0-пара Борсука. Если A является K_0-слабым деформационным ретрактом подпространства X, то A будет K_0-деформационным ретрактом подпространства X.

Определение 10. Подмножество A подпространства X называется окрестностным K_0-строгим деформационным ретрактом в слабом смысле подпространства X, если существуют такие открытые в X множества $U \supset A$ и такая K_0-гомотопия $g_t : U \to X$, что g_t неподвижна на A, $g_0(x) = x$ для каждой точки $x \in U$ и $g_1(x) \in A$ для $x \in U$ (см.п.1).

В теореме 2 приводится локальная характеристика K_0-пар Борсука.

Теорема 2. *Пусть* X,A - *замкнутая и допускающая терминальные производные пара. Тогда, если* (X,A) *является* K_0*-парой Борсука, то* A *является окрестностным* K_0*-строгим деформационным ретрактом в слабом смысле подпространства* X.

Обратно, если A *является* K_0*-строгим деформационным ретрактом в слабом смысле некоторого открытого в* X *подмножества* $U \supset A$ *и существует* K_0*-функциая Урысона* $\varphi : X \to I$ *пары* $A, X \setminus U$ *и* $A = \varphi^{-1}(0)$*, то* (X,A) *будет* K_0*-парой Борсука.*

Следствие. Пара (B,S) состоящая из единичного замкнутого шара B и единичной сферы S пространства H является K_0-парой Борсука.

В самом деле, в соответствии с теоремой 2 надо положить $U = B \setminus \{0\}$, K_0-гомотопию $g_t : U \to B$ определить по формуле $g_t(x) = (1 - t)x + t[x / (\|x\|)]$, а в качестве функции $\varphi : B \to I$ рассмотреть функцию $\varphi : x \to 1 - \|x\|^2$.

Ереванский государственный университет

Литература

1. *Постников М. М.* Лекции по алгебраической топологии. Основы теории гомотопий. М. 1984.
2. *Болтянский В. Г.* - Изв.АН АрмССР. Математика. 1974. Т. 9. N 2. С. 107-120.
3. *Мирзаханян Э. А.* - Уч. записки ЕГУ. 1986. N 2. С. 28-33.
4. *Мирзаханян Э. А.* - Уч. записки ЕГУ. 1990. N 3. С. 21-28.
5. *Мирзаханян Э. А.* - Изв. НАН РА. Математика. 1998. Т. 33. N 6. С. 10-27.
6. *Мирзаханян Э. А.* - Изв. НАН РА. Математика. 2002. Т. 37. N 4. С. 31-44.

Է. Ա. Միրզախանյան, Ն. Է. Միրզախանյան

Հիլբերտյան տարածությունում Բորսուկի K_0- զույգերի վերաբերյալ

Հոդվածը նվիրված է իրական H հիլբերտյան տարածության անվերջ չափողականությամբ հոմոտոպիական տոպոլոգիային: Սահմանվում է կարևոր տոպոլոգիական դասական գաղափարի՝ Բորսուկի զույգի մի մոդիֆիկացիա [1]: Մոդիֆիկացված (X, A) զույգերը կոչվում են Բորսուկի K_0-զույգեր և կազմված են $A \subset X \subset H$ ենթաբազմություններից: Դիտարկվող արտապատկերումները պատկանում են H տարածության ենթաբազմությունների անընդհատ արտապատկերումների K_0 հատուկ դասին:

Բերված են Բորսուկի K_0-զույգերի որոշ հատկություններ սեպարաբել հիլբերտյան տարածության դեպքում: Հիմնական արդյունքներն են՝ 1 և 2 թեորեմները:

УДК 519.65

Академик А. Б. Нерсесян

Квазиполиномы типа Бернулли и ускорение сходимости рядов Фурье кусочно-гладких функций

(Представлено 24/IX 2004)

1. Пусть f = f(x) - кусочно-гладкая на отрезке $[-1,1]$ функция, с точками "склеивания" $\{a_k\}$, $-1 \le a_1 < \ldots < a_l < 1$, $1 \le l < \infty$, и $f \in C^{Q+1}$, $Q > 1$ на каждом из отрезков $[a_k, a_{k+1}]$. Обозначим через $A_{sk} = f^{(k)}(a_s - 0) - f^{(k)}(a_s + 0)$, $(k = 0,1,\ldots,Q,\ s = 1,\ \ldots,\ l)$ скачки f и ее производных в точках $\{a_s\}$. Удобно считать f 2-периодической (т.е. заданной на окружности) и, таким образом, $a_{l+1} = a_1$ и если $a_1 = -1$, то $a_1 - 0 = 1 - 0$, $a_1 + 0 = -1 + 0$. Для коэффициентов Фурье функции f,

$$f_n = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} f(t)e^{-i\pi n t}dt,\ \ n = 0, \pm 1, \pm 2,\ldots \tag{1}$$

нетрудно получить (интегрироваием по частям) следующую формулу ($n \ne 0$):

$$f_n = \frac{(-1)^{n+1}}{2}\sum_{s=1}^{l}\exp(i\pi n a_s)\sum_{k=0}^{Q}\frac{A_{sk}}{(i\pi n)^{k+1}} + \frac{1}{2\,(i\pi n)^{Q+1}}\sum_{s=1}^{l}\int_{a_s}^{a_{s+1}} f^{(Q+1)}(t)e^{-i\pi n t}dt. \tag{2}$$

Рассмотрим многочлены Бернулли, определяемые рекурентной формулой

$$B_0(x) = \frac{x}{2},\ \ B_k(x) = \int B_{k-1}(x)dx,\ \ x \in [-1,1],\ \ k = 1,2,\ \ldots,$$

где константа интегрирования вычисляется из условия $\int_{-1}^{1} B_k(t)dt = 0$, $k = 1,2,\ldots$. На всю действительную ось многочлены $\{B_k(x)\}$ продолжаются периодически, с периодом 2, и являются кусочно-полиномиальными функциями с коэффициентами Фурье $B_{k,n} = (-1)^{n+1}/\ (2\,(i\pi n)^{k+1})$, $n = 0, \pm 1, \pm 2,\ \ldots$.

Формула (2) позволяет представить функцию f в виде $f(x) = W_Q(x) + w(x)$ где $W_Q(x)$ - кусочно-полиномиальная функция, состоящая из линейной комбинации сдвигов многочленов Бернулли, а w(x) - некоторая, Q раза непрерывно дифференцируемая на действительной оси и 2-периодическая, функция. Коэффициенты Фурье $\{w_n\}$ функции w(x) имеют порядок убывания, равный, по меньшей мере, $o(n^{-Q-1})$, $n \to \infty$. Поэтому аппроксимационная формула $f(x) = W_Q(x) + \sum_{n=-N}^{N} w_n e^{i\pi n x}$ сходится к f со скоростью порядка $o(N^{-Q})$, $N \to \infty$.

Проблема вычисления скачков $\{A_{sk}\}$ посредством конечного количества коэффициентов Фурье $\{f_n\}$, $|n| \le N$, сводится к решению системы уравнений, возникающей из (2) отбрасыванием интегральных членов. Важно отметить, что такой подход применим и в случае , когда, вместо коэффициентов Фурье, известно дискретное преобразование Фурье значений функции f на равномерной сети (см. [4]).

Вышеизложенный метод ускорения сходимости отрезка ряда Фурье предварительным вычитанием из f кусочно-полиномиальной функции восходит к работам А. Крылова (см. [1], 1933 г.). В последнее десятилетие интерес к нему особенно усилился, и он был развит и усовершенствован, в разных направлениях, главным образом, усилиями К. Эркгофа и Д. Готтлиба (см., например, [2,4-6]). Поэтому такой подход будем называть КЭГ-методом (см. также работы [3,7,8]).

2. Пусть $\{\alpha_s\}$, $s = 1, \ldots, l$, $1 \le l < \infty$ - некоторое конечное множество комплексных чисел и $\Upsilon \subseteq \{\alpha_s\}$ - его подмножество целых чисел (возможно, пустое).

Лемма. *Справедлива формула*

$$\sum_{\substack{k=-\infty \\ k \notin \Upsilon}}^{\infty} \frac{(-1)^{k+l} p(k) \exp(i\pi k x)}{\prod_{s=1}^{l} (k-\alpha_s)^{\beta_s}} = \pi \sum_{r=1}^{l} \operatorname{Res}_{z=\alpha_r} \frac{p(z) \exp i\pi z \overset{+}{\underset{+}{x}}}{\sin(\pi z) \prod_{s=1}^{l} (z-\alpha_s)^{\beta_s}} \tag{3}$$

где $\{\beta_s\}$, $(s = 1, \ldots, l)$ - *множество положительных целых чисел,* $p(z)$ - *многочлен степени, не выше* $\sum_{s=1}^{l} \beta_s - 1$ *и принято обозначение* $\overset{+}{\underset{+}{x}} = (x + 1) \pmod 2 - 1$, $-1 < \overset{+}{\underset{+}{x}} < 1$.

Доказательство основано на рассмотрении интеграла от функции под знаком вычетов в (3) по контуру прямоугольника с центром в точке $z = 0$ и со сторонами $\mathrm{Re}(z) = \pm(N + 1/2)$, $\mathrm{Im}(z) = \pm(N + 1/2)$, где N - достаточно большое целое. При $N \to \infty$ этот интеграл стремится к нулю, откуда, как нетрудно убедиться, следует формула (3) (подробности см. в [8], где приведено доказательство несколько более простой формулы).

Правая часть (3) есть 2-периодичная функция, являющаяся на сегменте $x \in (-1,1)$ квазиполиномом, т.е. линейной комбинацией функций вида $\{P_k(x) \exp(i\pi\alpha_k x)\}$, где $\{P_k(x)\}$ - многочлены, отвечающие множеству Υ и кратным степеням $\{\beta_s\}$, $\beta_s \ge 2$. В случае $\{\alpha_s\} = \{0\}$, $p(x) = 1$, это - многочлен Бернулли $B_{\beta_0}(x)$ (см. [2,4,8]).

3. В данной работе выдвигается идея реализации аналогичной КЭГ-методу схемы, с предварительным применением классической аппроксимации Паде к формуле (2).

Действительно, при каждом зафиксированном s слагаемые первой суммы в (2) являются, - с точностью до множителя $(-1)^{n+1}\exp(i\pi n a_s)/(i\pi n)$, - отрезком степенного асимптотического ряда относительно переменной $z = 1/(i\pi n)$ и , следовательно , они могут быть заменены аппроксимантом Паде порядка $[m/N]$, $m + N = Q$ (см. [9]), что и приводит к формуле

$$\sum_{k=0}^{Q}\frac{A_{sk}}{(i\pi n)^k} = \frac{P_m^s(z)}{\prod_{k=1}^{N}(z - a_{sk})} + O\left(z^{Q+1}\right) = \frac{n^{N-m}R_m^s(n)}{\prod_{k=1}^{N}(n - \alpha_{sk})} + O\left(n^{-Q-1}\right), n \to \infty \qquad (4)$$

где $P_m^s(z)$ и $R_m^s(n)$ - многочлены (от z и n соответствено) степени, не выше m, $\{a_{sk}\}$ - нули знаменателя аппроксиманта Паде (предполагается,что они отличны от нуля), $\{\alpha_{sk}\}$ - возникающие после указанного преобразования постоянные и $s = 1, \dots, l$.

Остальные построения вполне аналогичны КЭГ - методу. Именно, применив выше-приведенную лемму для каждого s (= 1, … , l), можно представить функцию f в виде $f(x) = U_Q(x) + w(x)$, где $U_Q(x)$ - соответствующая кусочно-гладкая функция, состоящая из сдвигов квазиполиномов (и полиномов Бернулли, если в (4) $N < m$), а $w(x)$ Q раза непрерывно дифференцируема на действительной оси и 2-периодична.

Естественно ожидать, что предлагаемая адаптивная аппроксимация таким гибким инструментом, каким является система квазиполиномов, должна привести к новым алгоритмам повышенной точности.

Назовем предлагаемый метод квазиполиномиальным (QP-методом).

4. Численные эксперименты, проведенные применением компьютерной системы MATHEMATICA 4.1 ([13]), полностью подтвердили эффективнисть QP - метода. Для иллюстрации его свойств рассмотрим следующие две функции:

$$f(x) = \log(3 + i\,x\cos(20x - 1)),\ g(x) = f(x) + \frac{(1 + i)\exp(14\,i\,x)}{x + 1.15} + \exp(1 - 100\,i\,x). \qquad (5)$$

Коэффициенты Фурье для последней (чисто экспоненциальной) добавки в g вычислялись явно, а для других частей функций f и g они вычислялись применением автоматического интегрирования , с погрешностью не более 10^{-11}.

QP-метод применялся на основе формулы (4) при $N = m + 1$ (парадиагональная аппроксимация Паде, см. [9]). Скачки $A_k = A_{1k}$ ($k = 0 \dots, 2N - 1$) вычислялись как точно, так и приближенно, посредством решения линейной системы, получаемой (как и рекомендовано в [2]), удалением суммы интегралов из (2) при $Q = 2N - 1$, для разных значений $n = n_r$, ($r = 1,\dots,2N$), $64 \le n_r \le 128$.

Таблица 1

Равномерные ошибки восстановления функции f(x) на отрезке [–1,1] с использованием ее коэффициентов Фурье $\{f_n\}$, $|n| \le 128$

	N=1	N=2	N=3	N=4	N=5	N=6	N=7
Berr	2.5e-4	7e–6	3e–7	1.8e–8	3e–6	2.5e–2	1.5e+2
QPerr	2e-4	7e–6	3e–7	1.8e–8	4e–9	1.2e–9	8e–10
EBerr	6e–5	2.5e–7	2.5e–9	1.5e–9	7e–7	1e–3	1.8e+0
EQPerr	1.8e-4	1.5e–7	1.4e–9	1.4e–11	4e–13	1.2e–14	8e–15

Таблица 2

Равномерные ошибки восстановления функции g(x) на отрезке [–1,1] с использованием ее коэффициентов Фурье $\{g_n\}$, $|n| \le 128$

	N=1	N=2	N=3	N=4	N=5	N=6	N=7
Berr	8e-2	2.5e–2	4e–3	5e–4	5e–2	1.2e+2	1.2e+5
QPerr	8e-2	2.5e–2	4e–3	5e–4	6e–4	6e–6	5e–7
EBerr	1.8e–2	7e–3	3e–5	3e–5	3e–2	5e+1	5e+4
EQPerr	2.5e–2	1.6e–4	4e–8	1.6e–10	5e–12	4e–13	4e–13

В приведенных таблицах через *Berr* (*QPerr*) и *EBerr* (*EQPerr*) обозначены равномерные ошибки при применении классической схемы (см. [2]) КЭГ-метода (QP - метода), соответственно на основе приближенного и точного вычисления коэффициентов $\{A_k\}$. Отметим, что здесь, - при данном N, – W_Q (см. выше, пункт 1) является линейной комбинацией полиномов Бернулли $\{B_k(x)\}$, k = 1, … ,2N, а U_Q (см. пункт 3) - комбинацией из N квазиполиномов.

На этом примере просматривается явное преимущество QP-метода не только в смысле точности и устойчивости. Так, при N = 6 и приближенном вычислении скачков $\{A_k\}$ для g, в представлении функции U_Q содержится сумма $(0.02 - 0.01\,i)\exp((-6.1 + 12.6\,i)x) + (0.52 - 0.2\,i)\exp((1.52 - 99.58\,i)x)$, а при точном вычислении этих скачков - сумма $(2.1 + 0.14\,i)\exp((-1.26 + 13.03\,i)x) + \exp((1 - 100\,i)x)$ (все постоянные даны с точностью до 10^{-3}). При этом относительная ошибка при приближенном вычислении скачков меняется от 10^{-6} для A_0 до 10^0 для A_{11}. Ясно видно что ,- даже при значительных ошибках при определении скачков высших производных ,- квазиполиномиальные (и близкие к ним) составляющие функции g (и особенно - периоды осцилляций) практически эффективно восстнавливаются. Отметим также, что здесь возмущение осцилляционной суммы (g – f) неосцилляционным слагаемым f весьма существенно (терминах L_2 - норм $\|g - f\| = 4.01$ и $\|f\| = 1.58$). При наличии точек $\{a_k\}$ как на концах, так и внутри отрезка $[-1,1]$, ситуация вполне аналогична.

5. В заключение приведем основные свойства QP - метода и наметим некоторые перспективы его применения и развития.

- Даже при приближенном вычислении скачков $\{A_{sk}\}$ кусочно-квазиполиномиальные функции практически точно восстанавливаются посредством конечного числа коэффициентов Фурье, а если f является суммой функции, близкой (в определенном смысле) к квазиполиномиальной, и гладкой на отрезке $[-1,1]$ функции, то почти квазиполиномиальная часть (если ее "вклад" весом) восстанавливается приближенно, в виде квазиполинома (см. пункт 4).
- QP-метод очевидным образом распространяется на случай, когда известно дискретное преобразование Фурье значений функции f на равномерной сети, поскольку и здесь (см. выше, п.1) скачки A_k приближенно восстанавливаются.
- Предыдущие свойства крайне важны с прикладной точки зрения. Фактически мы имеем инструмент, позволяющий приближенно выявить в сигнале конечной длины (или в данных иного характера) как любые (а не только кратные основной!) частоты содержащихся колебаний с заметной энергией, так и режимы их затухания (нарастания).
- QP-метод гораздо устойчивей, - особенно по отношению к возмущениям скачков $\{A_k\}$,- чем КГЭ-метод. Его преимущество, вообще говоря, резко возрастает с увеличением точности вычисления скачков $\{A_k\}$ (см. табл. 1 и 2).
- QP–метод можно применить к отдельно взятым действительным и мнимым частям функции, к четным и нечетным ее частям, к коэффициентам Фурье - Хартли и т.п. (из-за нелинейного характера аппроксимации Паде эти подходы разные).
- Многомерный случай, в принципе, также может быть включен в схему QP–метода. Например, если гладкая функция f(x) задана на квадрате $x \in [-1,1] \times [-1,1]$, то можно основываться на асимптотической формуле для ее коэффициентов Фурье типа формулы (7) работы [12]. Наличие сингулярностей у f внутри квадрата, разумеется, требует отдельного изучения.
- Применение к асимптотическомы ряду (2) обобщенных аппроксимаций Паде на основе производящих функций (см. [9-11]) может привести к аппроксимации новыми системами кусочно-гладких функций.
- Идея QP-метода представляется применимой и к разложениям кусочно-гладких функций по собственным функциям некоторых граничных задач для дифференциальных уравнвний, собственные значения которых являются нулями целых функций экспоненциального типа. Такова, например, задача Штурма - Лиувилля (в том числе и сингулярная, см. [14]), обладающая дискретным спектром.

Институт математики НАН РА

Литература

1. *Крылов А.* Лекции по приближенным вычислениям. Л. Изд. АН СССР. 1933.
2. *Eckhoff K. S.* - Math. Comp. 1995. V. 64. N. 210. P. 671-690.
3. *Baszenski G., Delvos F. J., Tasche M.* - Computers Math. Applic. 1995. V. 30. N. 3-6. P. 33-49.
4. *Eckhoff K. S., Wasberg C. E.* - Report no. 99. Dept. of Math. University of Bergen. 1995. P. 1-38.
5. *Gottlieb D., Shu C. W.* - Math. Comp. 1992. V. 43. P. 81-92.
6. *Gelb A., Gottlieb D.* - Computers Math. Applic. 1997. V. 33. N. 11. P. 35-58.
7. *Geer J., Banerjee N. S.* - Journal of Scientific Computing. 1997. V.12. N. 3. P. 253-287.
8. *Нерсесян А. Б., Оганесян Н. В.* - Изв. НАН Армении. Математика. 2002. Т. 37. N. 5. С. 40-57.

9. *Бейкер Дж., Грейвс-Моррис П.* Аппроксимации Паде. М. Мир. 1986. 502 с.
10. *Gammel J. L., Rousseau C. C., Saylor D. P.* - J. Math. Anal. Appl. 1967. V. 20. P. 416-420.
11. *А. Б. Нерсесян* - ДНАН Армении. 2003. Т. 103. N. 4. С. 279-285.
12. *Nersessian A., Poghosyan A.* In: The Complex Analysis, Differention Equations and Related Topics, G. A. Barsegian, H. G. W. Begehr, H. G. Ghazaryan, A. Nersessian, eds. "Gitutjun" Publishing House. Yerevan. 2004. P. 70-78.
13. *Wolfram S.* The MATHEMATICA book. Fourth Edition. Wolfram Media. Cambridge University Press. 1999. 1468 p.
14. *Титчмарш Э. Ч.* Разложения по собственным функциям, связанные с дифференциальными уравнениями второго порядка. Часть 1. М.-Л. ИЛ. 1960. 278 с.

Ակադեմիկոս Ա. Բ. Ներսիսյան

Բեռնուլիի տիպի քվազիբազմանդամներ և կտոր-առ-կտոր անընդհատ ֆունկցիաների Ֆուրյեի շարքերի զուգամիտության արագացում

Առաջարկվում է եղանակ, որը հիմնված է Ֆուրյեի գործակիցների համար ասիմպտոտական վերլուծման նկատմամբ Պադեի մոտարկման կիրառման վրա: Արդյունքում Բեռնուլիի բազմանդամները ընդհանրացվում են, իսկ Ֆուրյեի շարքերի զուգամիտությունը՝ արագացվում, վերլուծվող ֆունկցիայից ողորկ քվազիբազմանդամային մաս անջատելու միջոցով: Այն կարելի է օգտագործել, մասնավորաբար, փործնական տվյալներից պարբերական մաս անջատելու համար:

Բերված թվային փորձարկումների արդյունքները հաստատում են եղանակի բարձր արդյունավերությունը:

УДК 539.3

D. I. Bardzokas, M. L. Filshtinsky

The fundamental solution for a composite anisotropic space (antiplane deformation)

(Submitted 3/VI 2004)

Introduction. Development of modern technologies in different fields of engineering stimulates the application of the newest composite materials with anisotropic physical properties. Anisotropy influences as the strength of constructive elements so the parameters of their fracture if the defects crackwise. In order to investigate the inertial effect of the anisotropic bimorphs with defects we should use Green's functions of the corresponding dynamic problems of the theory of elasticity. The dynamic problems of the theory elasticity and electroelasticity for piecewise homogeneous bodies were considered, for example, in [1-5]. Below by the method of integral transformations there is constructed the fundamental solution for a composite anisotropic (orthotropic) space at its harmonic with time loading by concentrated shear forces.

1. Statement of the Problem. In Cartesian coordinates x_1, x_2, x_3 consider a composite anisotropic space effected by the action of concentrated on line $x_1 = \xi_1$, $x_2 = \xi_2 > 0$, $-\infty < x_3 < \infty$ harmonically changing with time shear $q(x_1,x_2) = \mathrm{Re}(Q\delta(x_1{-}\delta_1,x_2{-}\delta_2)e^{-i\omega t})$ of constant along axis x_3 intensity (t is the time, ω is the circular frequency, $\delta(x,y)$ is Dirac-delta function). It is assumed that the materials of the composite space with respect to elastic properties are orthotropic.

Under the given conditions in a composite space there occur a steady wave process corresponding to the state of antiplane deformation. The system of equations of the problem includes the following relations [6]

$$\partial_1\sigma_{13}^{(r)} + \partial_2\sigma_{23}^{(r)} = \rho_r \frac{\partial^2 u_3^{(r)}}{\partial t^2} - \delta_r^{\ 1} q(x_1,x_2), \quad \partial_j = \partial/\partial x_j, \tag{1}$$

$$\sigma_{23}^{(r)} = c_{44}^{(r)}\partial_2 u_3^{(r)} \qquad \sigma_{13}^{(r)} = c_{55}^{(r)}\partial_1 u_3^{(r)} \qquad (r = 1, 2). \tag{2}$$

Here (1) is equation of motion, (2) are the equation of the medium state, c_{ij} are the moduli of the material elastisity; ρ is the material density, $\delta_r^{\ j}$ is the Kronecker delta. Index "r" (r = 1,2) for all the quantities referring to r-th half-space; $x_2 > 0$ if r = 1 and $x_2 \le 0$ if r = 2.

The boundary of interphase $x_2 = 0$ should satisfy the conditions of an ideal mechanical contact

$$u_3^{(1)} = u_3^{(2)}, \qquad \sigma_{23}^{(1)} = \sigma_{23}^{(2)}. \tag{3}$$

From (1), (2) we obtain Helmholtz equations for the displacement amplitude in a composite space

$$\nabla^2 U_3^{(1)} + \gamma_1^{\,2} U_3^{(1)} = -\frac{Q}{\sqrt{\Delta_1}}\delta(x_1 - \xi_1, \eta_1 - \zeta)(x_2 > 0),$$

(4)

$$\nabla_2^{\,2} U_3^{(2)} + \gamma_2^{\,2} U_3^{(2)} = 0 \quad (x_2 \le 0), \ \ \nabla_r^{\,2} = \frac{\partial^2}{\partial x_1^{\,2}} + \frac{\partial^2}{\partial \eta_r^{\,2}},$$

$$u_3^{(r)} = \mathrm{Re}(U_3^{(r)} e^{-i\omega t}), \quad \gamma_r = \frac{\omega}{c_r}, \qquad c_r = \sqrt{\frac{\Delta_r}{\rho_r c_{44}^{(r)}}},, \qquad \Delta_r = c_{44}^{(r)} c_{55}^{(r)},$$

$$\eta_r = x_2 \mathrm{Im}\mu_r, \quad \zeta = \xi_2 \mathrm{Im}\mu_1 > 0, \quad \mu_r = i\frac{\sqrt{\Delta_r}}{c_{44}^{(r)}} (r = 1,2).$$

Thus, the problem is reduced to the definition of the function from differential equations (4), conjugation equations (3) and also from the conditions at infinity.

2. Construction of the fundamental solution for a composite anisotropic space To solve the problem let us apply integral Fourier transform to equations (4)

$$F(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x_1) e^{-ipx_1} dx_1, \quad f(x_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(p) e^{ipx_1} dp. \tag{5}$$

As a result we come to ordinary differential equation with respect to the spectral displacement functions

(6)

$$\frac{d^2 \hat{\hat{U}}_3^{(1)}}{d\eta_1^2} + (\gamma_1^2 - p^2)\hat{\hat{U}}_3^{(1)} = -\frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\Delta_1}} e^{-ip\xi_1}\delta(\eta_1 - \zeta) \ \ (x_2 > 0),$$

$$\frac{d^2 \hat{U}_3^{(2)}}{d\eta_2^2} + (\gamma_2^2 - p^2)\hat{U}_3^{(2)} = 0 \quad (x_2 \le 0).$$

The general solutions of equations (6) providing the performance of radiation conditions [7] at infinity may be represented as follows

$$\hat{U}_3^{(1)} = Ae^{-\lambda_1\eta_1} + \frac{Qe^{-ip\xi_1}}{2\sqrt{2\pi}\sqrt{\Delta_1\lambda_1}} e^{-\lambda_1|\eta_1-\zeta|} \quad (x_2 > 0), \tag{7}$$

$$\hat{U}_3^{(2)} = Be^{\lambda_2\eta_2} \quad (x_2 \le 0),$$

$$\lambda_r = \begin{cases} -i\sqrt{\gamma_r{}^2 - p^2}, & \gamma_r > |p| \\ \sqrt{p^2 - \gamma^2{}_r}, & \gamma_r < |p| \end{cases} \qquad (r = 1,2).$$

Constants A and B are determineted from conditions (3) on the boundary of conjugation of media $x_2 = 0$, which taking into account (2) in Fourier transformants have following form

$$\hat{U}_3^{(1)} = \hat{U}_3^{(2)},$$

$$c_{44}^{(1)}\,\mathrm{Im}\,\mu_1 \frac{d\hat{U}_3^{(1)}}{d\eta_1} = c_{44}^{(2)}\,\mathrm{Im}\,\mu_2 \frac{d\hat{U}_3^{(2)}}{d\eta_2}. \tag{8}$$

Proceeding from (7), (8) we obtain the expressions for the spectral function of the displacement amplitude

$$\hat{U}_3^{(1)} = \frac{Qe^{-ip\xi_1}}{2\sqrt{2\pi}\sqrt{\Delta_1\lambda_1}} e^{-\lambda_1|\eta_1-\zeta|} + \frac{Q\alpha(p)}{2\sqrt{2\pi}\sqrt{\Delta_1\lambda_1}} e^{-ip\xi_1} e^{-\lambda_1(\eta_1+\zeta)} \quad (x_2 > 0),$$

$$\hat{U}_3^{(2)} = \frac{Q[1+\alpha(p)]}{2\sqrt{2\pi}\sqrt{\Delta_1\lambda_1}} e^{-ip\xi_1} e^{-\lambda_1\zeta} e^{\lambda_2\eta_2} \quad (x_2 \le 0), \tag{9}$$

$$\alpha(p) = \frac{\lambda_1\sqrt{\Delta_1} - \lambda_2\sqrt{\Delta_2}}{\lambda_1\sqrt{\Delta_1} + \lambda_2\sqrt{\Delta_2}}.$$

Moving to originals according to (5) we find

$$\hat{U}_3^{(1)}(x_1, x_2; \xi_1, \xi_2) = \frac{Q}{2\pi\sqrt{\Delta_1}} \int_0^\infty \frac{\cos p(x_1 - \xi_1)}{\lambda_1} e^{-\lambda_1|x_2-\xi_2|\mathrm{Im}\mu_1} dp +$$

(10)

$$+\frac{Q}{4\pi\sqrt{\Delta_1}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\alpha(p)}{\lambda_1}e^{ip(x_1-\xi_1)}e^{-\lambda_1(x_2+\xi_2)\mathrm{Im}\mu_1}dp \quad (x_2>0),$$

$$\hat{U}_3^{(2)}(x_1,x_2;\xi_1,\xi_2)=\frac{Q}{4\pi\sqrt{\Delta_1}}\int_{0}^{\infty}\frac{1+\alpha(p)}{\lambda_1}e^{ip(x_1-\xi_1)}e^{-\lambda_1\xi_2\mathrm{Im}\mu_1}e^{\lambda_2x_2\mathrm{Im}\mu_2}dp \quad (x_2\le 0).$$

The integral (10) prescribed on a semi-infinite interval according to the radiation condition will be understood in the general meaning [7]

$$I=\frac{Q}{2\pi\sqrt{\Delta_1}}\int_{0}^{\infty}\frac{\cos p(x_1-\xi_1)}{\lambda_1}e^{-\lambda_1|x_2-\xi_2|\mathrm{Im}\mu_1}dp=$$

$$=\frac{Q}{2\pi\sqrt{\Delta_1}}\lim_{\varepsilon\to+0}\int_{0}^{\infty}\frac{e^{-\sqrt{p^2+\lambda_*^2}|x_2-\xi_2|\mathrm{Im}\mu_1}}{\sqrt{p^2+\lambda_*^2}}\cos p(x_1-\xi_1)dp,$$

$$\gamma_*=-i\sqrt{\gamma_1^2+i\varepsilon},\quad \varepsilon>0,\quad \mathrm{Re}\gamma_*>0.$$

Using the value of the integral [8]

$$\int_{0}^{\infty}\frac{e^{-c\sqrt{x^2+z^2}}}{\sqrt{x^2+z^2}}\cos bx\,dx=K_0\left(z\sqrt{b^2+c^2}\right)\quad (b,\mathrm{Re}c,\mathrm{Re}z>0)$$

and the connection between functions of MacDonald and Hankel [9]

$$K_0(-ix)=\frac{\pi i}{2}H_0^{(1)}(x),$$

we find

$$I=\frac{iQ}{4\sqrt{\Delta_1}}H_0^{(1)}(\gamma_1\rho_*)\quad \rho_*=|z-z_*|,\ z=x_1+\mu_1x_2,\ z_*=\xi_1+\mu_1\xi_2.$$

Thus, the expression for the displacement amplitude when $x_2=0$ may be represented in following form

$$Q_3^{(1)}(x_1,x_2;\xi_1,\xi_2) = I + \frac{Q}{4\pi\sqrt{\Delta_1}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(p)}{\lambda_1} e^{ip(x_1-\xi_1)} e^{-\lambda_1(x_2+\xi_2)\mathrm{Im}\mu_1} dp, \tag{11}$$

where quantity I is fundamental solution for a homogeneous anisotropic space.

Using equations of state (2) and formulas (10), (11) we determine the expressions for the amplitudes of stresses in a composite anisotropic space. Taking into account the formulas of differentation

$$\frac{\partial}{\partial z^n} H_0^{(1)}(\gamma\rho_*) = \left(-\frac{\gamma}{2}\right)^n e^{-in\beta} H_n^{(1)}(\gamma\rho_*),\quad \frac{\partial}{\partial z^n} H_0^{(1)}(\gamma\rho_*) = \left(-\frac{\gamma}{2}\right)^n e^{in\beta} H_n^{(1)}(\gamma\rho_*),$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z \partial \bar{z}} H_0^{(1)}(\gamma\rho_*) = -\frac{\gamma^2}{4} H_0^{(1)}(\gamma\rho_*),\quad \gamma = \mathrm{const} > 0,$$

$$\beta = \arg(z - z_*),\quad n = 1,2,\ldots,\quad \partial_1 = \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \bar{z}},\qquad \partial_2 = \mu_1 \frac{\partial}{\partial z} + \bar{\mu}_1 \frac{\partial}{\partial \bar{\bar{z}}},$$

we will have

$$\sigma_{kj}^{(r)} = \mathrm{Re}(S_{kj}^{(r)} e^{-i\omega t}) \quad (r = 1,2), \tag{12}$$

$$S_{12}^{(1)}(x_1,x_2;\xi_1,\xi_2) = -\frac{iQ}{4}\gamma_1 H_1^{(1)}(\gamma_1\rho_*)\sin\beta - \frac{Q}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(p) e^{ip(x_1-\xi_1)} e^{-\lambda(x_2+\xi_2)\mathrm{Im}\mu_1} dp,$$

$$S_{12}^{(2)}(x_1,x_2;\xi_1,\xi_2) = -\frac{Q}{4\pi}\sqrt{\frac{\Delta_2}{\Delta_1}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda_2}{\lambda_1}[1 + \alpha(p)] e^{ip(x_1-\xi_1)} e^{-\lambda_1\xi_2\mathrm{Im}\mu_1} e^{\lambda_2 x_2 \mathrm{Im}\mu_2} dp,$$

$$S_{13}^{(1)}(x_1,x_2;\xi_1,\xi_2) = -\frac{iQc_{55}^{(1)}}{4\sqrt{\Delta_1}}\gamma_1 H_1^{(1)}(\gamma_1\rho_*)\cos\beta + \frac{iQc_{55}^{(1)}}{4\sqrt{\Delta_1}}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{p\alpha(p)}{\lambda_1} e^{ip(x_1-\xi_1)} e^{-\lambda(x_2+\xi_2)\mathrm{Im}\mu_1} dp,$$

$$S_{13}^{(2)}(x_1,x_2;\xi_1,\xi_2) = \frac{iQc_{55}^{(1)}}{4\sqrt{\Delta_1}}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{p}{\lambda_1}[1 + \alpha(p)] e^{ip(x_1-\xi_1)} e^{-\lambda_1\xi_2\mathrm{Im}\mu_1} e^{\lambda_2 x_2\mathrm{Im}\mu_2} dp.$$

It should be noted here that for determination of quantities $S_{kj}^{(r)}$ in (12) we used the procedure of differentiation over the parameter under the sign of an improper integral which is possible in the given case.

3. Numerical results. Let us investigate the distribution of elastic displacements and stresses in a composite anisotropic space under the influence of concentrated shear forces depending on the character of the material anisotropy and the frequency of the harmonic loading. The contour lines of the absolute values of displacement in the area covering point (ξ_1,ξ_2) for various relations of the material elastic moduli are represented in Figs 1-2.. In calculations it was assumed that the beginning of the system of coordinates is in the center of the considered square area and $\xi_1 = 0$, $\xi_2/a = 0.1$, $p_1 = p_2$ (a is the length of the square side). The lighter zones correspond to the maximum values of the investigated quantity.

4. Concluding remarks. The represented results clearly illustrate the influence of the anisotropy of the elastic properties of the materials of a composite orthotropic space and the frequency of harmonic loading on the behaviour of the components of an elastic field at anisotropic deformation in dynamics. The constructed fundamental solution may effectively be used for the calculation of the boundary problems of the theory of elasticity for a composite anisotropic space, weakened by heterogenities (cracks, openings, inclusions), by the method of boundary integral equations.

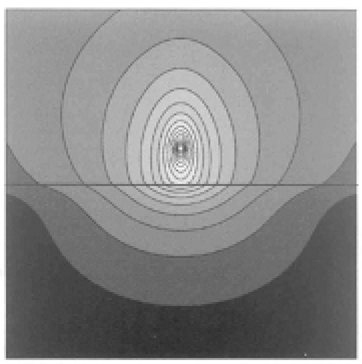


Fig. 1.

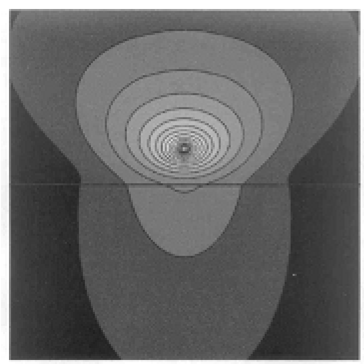


Fig. 2.

Fig. 1. The contour lines of the displacement amplitude modulus in composite space

$(\gamma_2 = 4,\ c_{44}^{(2)} = 4,\ c_{44}^{(2)} = 1,\ c_{55}^{(1)} = 1,\ c_{55}^{(2)} = 2)$.

Fig. 2. The contour lines of the displacement amplitude modulus in composite space

$(\gamma_2 = 4,\ c_{44}^{(1)} = 4,\ c_{44}^{(2)} = 4,\ c_{55}^{(1)} = 2,\ c_{55}^{(2)} = 1)$.

The work was carried out in the framework of an agreement on scientific cooperation between the National Technical University of Athens and the Institute of Mechaniics of Natonolal Academy of Sciences of Armenia.

National Technical University of Athens, Faculty of Applied Sciences, Department of Mechanics. Greece.

Sumy State University, Department of Mathematical Physics. Ukraine.

Литература

1. *Achenbach J. D.* Wave propagation in elastic solids. Amsterdam. North-Holland Publ Co, 1973.
2. *Parton V. Z., Kudryavtsev B. A.* Electromagnetoelasticity. New York: Gordon & Breach. 1988.
3. *Sih G. C. (ed.)* Elastodyanamic crack problems. Leyden. Noordhoff. 1977.
4. *Kosmodamiansky A. S., Storozev V. I.* Dynamic problem of the theory of elasticity for anisotropic media. Kiev. Naukova dumka. 1985. 175 p.
5. *Bardzokas D. I., Filshtinsky M. L.* Electroelasticity of piecewise-uniform bodies. - Sumy (Ukraine): University Book Publ. 2000. 308 p. [in Russian].
6. *Nowacki V.* The theory of elasticity. M. Nauka. 1975. [in Russian].
7. *Vladimirov V. S.* Equations of the mathematical physics. M. Nauka. 1981. 512 p. [in Russian].
8. *Prudnikov A. O., Brychkov Y. A., Marychev O.* I. Integrals and series. M. Nauka. 1981. 799 p. [in Russian].
9. *Liuk U.* Special mathematical functions and their approximation. M. Mir. 1980. 608 p. (in Russian)

Դ. Ի. Բարձոկաս, Մ. Լ. Ֆիլշտինսկի

Բաղադրյալ անիզոտրոպ տարածության համար ֆունդամենտալ լուծումը (հակահարթ դեֆորմացիա)

Ինտեգրալ ձևափոխությունների մեթոդով կառուցված է ֆունդամենտալ լուծում բաղադրյալ անիզոտրոպ տարածության համար, որը ենթարկված է եզրային գծերի վրա ժամանակի ընթացքում ներդաշնակ փոփոխվող կենտրոնացված շոշափող ուժերի ազդեցությանը: Տեղափոխությունների և լարումների արտահայտությունները լծորդված կիսատարածություններում ստացված են Ֆուրյեի ինտեգրալների տեսքով: Ստացված են թվային արդյունքներ և բերված են տեղափոխությունների կոնտուրային գծերը:

Д. И. Бардзокас, М. Л. Фильштинский

Фундаментальное решение для составного анизотропного пространства (антиплоская деформация)

В данной статье методом интегральных преобразований построено фундаментальное решение для составного анизотропного при антиплоской деформации пространства, подверженного воздействию гармонически изменяющейся во времени касательных сосредоточенных на граничных линиях сил. Выражения для перемещений и напряжений в сопряженных полупространствах получены в форме интегралов Фурье. Получены численные результаты и приведены контурное линии перемещений.

УДК 539.3

А. А. Атоян, С. О. Саркисян

Изучение свободных колебаний микрополярных упругих тонких пластин

(Представлено академиком С. А. Амбарцумяном 3/IX 2004)

В последние годы моментная теория упругости привлекала внимание многих исследователей. Стало весьма актуальным исследование задач о влиянии моментных напряжений на деформированное и напряженное состояние тонких пластин и оболочек [1]. В монографии [1] на основе общих положений общеизвестной уточняющей теории пластин и оболочек [2] и несимметричной теории упругости создана прикладная-двумерная теория микрополярных пластин и оболочек. В [3] построена общая статическая асимптотическая теория микрополярных упругих тонких пластин, в [4] - общая динамическая прикладная-двумерная теория микрополярных упругих тонких пластин.

Целью настоящей работы является выяснение особенностей и степени влияния моментных напряжений и микрополярности материала пластинки на характеристики динамических процессов (в данном случае на характеристики свободных колебаний), происходящих в тонких пластинках различных очертаний.

1. Рассмотрим свободные колебания шарнирно-опертой микрополярной балки. Задачу будем изучать исходя из общей прикладной-одномерной динамической теории тонких балок [4-6], как в случае, когда в ее основе имеем плоскую задачу динамической несимметричной теории упругости (НТУ) с независимыми полями перемещений и вращений (НППВ), так и в случае, когда в ее основе лежит плоская динамическая задача НТУ с стесненным вращением (СВ).

Разрешающая система уравнений поперечных (изгибных) колебаний (в условиях отсутствия внешних воздействий, как моментных, так и силовых) микрополярных балок в перемещениях и вращениях выражается так [4-6]:

$$\begin{cases} \dfrac{4\mu\alpha}{\mu+\alpha}\left(\dfrac{\partial^2 W}{\partial x_1^2}+\dfrac{\partial O_2}{\partial x_1}\right)=\rho\dfrac{\partial^2 W}{\partial t^2}, \\ B^*\dfrac{\partial^2 O_2}{\partial x_1^2}-\dfrac{4\mu\alpha}{\mu+\alpha}\left(\dfrac{\partial W}{\partial x_1}+O_2\right)=J\dfrac{\partial^2 O_2}{\partial t^2}, \end{cases} \tag{1.1}$$

где W - прогиб, O_2 - поворот вокруг оси x_3 (оси x_1 и x_2 расположены в плоскости полосы-прямоугольника); ρ и J - плотность и мера инерции при вращении материала микрополярной балки, между которыми существует связь [7,8]

$$J = \frac{4(\lambda + \mu)}{3\lambda + 2\mu}\rho l^2, \quad \text{где} \quad l^2 = \frac{\gamma + \varepsilon}{2\mu}, \tag{1.2}$$

характерная длина l зависит от формы и размеров микроэлемента; λ, μ, α, $B^* = \gamma + \varepsilon$ - упругие константы материала балки. К этим уравнениям следует присоединить граничные условия шарнирного опирания, которые в данном случае запишутся следующим образом [4-6]:

$$\text{при} \quad x_1 = 0,a \quad W = 0, \quad L_{12} = 0. \tag{1.3}$$

Решение системы (1.1) ищем в форме

$$W = A\sin\frac{n\pi x_1}{a}\cos\omega_n t, \quad O_2 = B\cos\frac{n\pi x_1}{a}\cos\omega_n t, \tag{1.4}$$

которая удовлетворяет условиям шарнирного опирания по торцам стержня (A,B - неопределенные постоянные, n - целое число).

Подставляя значения W, O_2 из (1.4) в (1.1), получим систему алгебраических однородных уравнений относительно неизвестных A,B. Для существования нетривиальных решений системы (1.1) необходимо, чтобы определитель ее был равен нулю. Приравнивая нулю определитель полученной однородной алгебраической системы, для определения частот собственных колебаний микрополярных балок получим следующее биквадратное уравнение:

$$\rho J\omega_n^4 - \left[B^*\frac{n^2}{a^2}\pi^2\rho + \frac{4\mu\alpha}{\mu + \alpha}\rho + \frac{4\mu\alpha}{\mu + \alpha}\frac{n^2}{a^2}\pi^2 J \right]\omega_n^2 + \frac{4\mu\alpha}{\mu + \alpha}B^*\frac{n^4}{a^4}\pi^4 = 0 \tag{1.5}$$

Здесь легко заметить, что рассматривая задачу по микрополярной теории пластин со свободным вращением, имеем определенные динамические эффекты, по сравнению с классической теорией. Один из таких эффектов - появление двух групп частот вместо одной, появляющейся в соответствующей задаче по классической теории упругости.

Рассмотрим задачу об определении частот и собственных форм изгибных колебаний шарнирно-опертых балок на основе теории, когда вращения точек стеснены. Уравнение поперечных свободных колебаний и граничные условия микрополярной балки в этом случае будут выражатся следующим образом [5]:

$$D^*\frac{\partial^4 W}{\partial x_1^4} = 2h\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(J\frac{\partial^2 W}{\partial x_1^2} - \rho W \right), \tag{1.6}$$

$$\text{при} \quad x_1 = 0, a, \quad W = 0, \; M_{11} + L_{12} = 0, \tag{1.7}$$

где $D^* = 2hB^* + [(2Eh^3) / (3(1 - v^2))]$.

Решение уравнения (1.6) при граничных условиях (1.7) ищем в форме

$$W = A \sin \frac{n\pi x_1}{a} \cos\omega_n t. \tag{1.8}$$

В итоге для определения частот свободных колебаний микрополярных стержней на основе НТУ с СВ получим

$$\omega_n^2 = \frac{\dfrac{D^*}{2h} \dfrac{n^4}{a^4} \pi^4}{J\pi^2 \dfrac{n^2}{a^2} + \rho} \tag{1.9}$$

На основе уравнений (1.5) для определения частот микрополярных балок по НТУ с НППВ и формулы (1.9) для определения частот по НТУ с СВ были проведены некоторые численные расчеты. Основываясь на результатах полученных численных данных, проведен численный анализ и выявлены динамические эффекты микрополярности материала балки. Для получения численных результатов нужно конкретизировать материальные константы стержня как по классической теории упругости, так и по микрополярной теории упругости, которые входят в уравнения для определения частот колебаний. С этой точки зрения используем значения материальных констант, полученных в результате динамических экспериментов в работах [7,8]. Эти значения модулей упругости приведены для зернистого композита: алюминиевая дробь в эпоксидной матрице (табл.1).

Таблица 1

λ Г Па	μ Г Па	α М Па	$B^* = \gamma + \varepsilon$ к Н	J кг/м
7.59	1.89	7.45	2.64	$0.429 \cdot 10^{-3}$

Целью проведения численого анализа является сопоставление частот, полученных по прикладной-одномерной динамической теории балок на основе плоской задачи НТУ с НППВ (частоты, определяемые уравнением (1.5)), а также на основе плоской задачи НТУ с СВ (частоты, определяемые уравнением (1.9)), с частотами классической теории упругости и, кроме того, изучение диапазонов схождения и расхождения этих трех типов частот полученных по трем разным прикладным теориям.

Частоты собственных изгибных колебаний балки по классической теории упругости определяются на основе следующей формулы [9]:

$$\omega_n^2 = \frac{\frac{D}{2h}\frac{n^4}{a^4}\pi^4}{\rho}, \quad \text{где} \quad D = \frac{2Eh^3}{3(1-v^2)}. \qquad (1.10)$$

Имея в виду (1.4), (1.8), (1.9) и (1.10), определим соотношения $\left[\overset{m}{\omega}_n{}^2\right]_{1,2} / \overset{cl}{\omega}_n{}^2$ и $\overset{ps}{\omega}_n{}^2 / \overset{cl}{\omega}_n{}^2$ по формулам:

$$\left[\overset{m}{\omega}_n{}^2\right]_{1,2} \Big/ \overset{cl}{\omega}_n{}^2 = \frac{3(3\lambda+2\mu)(\lambda+2\mu)}{16(\lambda+\mu)^2}\,\frac{a^4}{\pi^4 h^2 l^2 n^4}\left\{\left[\frac{2\alpha}{\mu+\alpha} + \frac{n^2}{a^2}l^2\pi^2 + \frac{2\alpha}{\mu+\alpha}\,\frac{4(\lambda+\mu)}{3\lambda+2\mu}\,\frac{n^2}{a^2}l^2\pi^2\right] \pm \right. \qquad (1.11)$$

$$\left. \pm \sqrt{\left[\frac{2\alpha}{\mu+\alpha} + \frac{n^2}{a^2}l^2\pi^2 + \frac{2\alpha}{\mu+\alpha}\,\frac{4(\lambda+\mu)}{3\lambda+2\mu}\,\frac{n^2}{a^2}l^2\pi^2\right]^2 - \frac{8\alpha}{\mu+\alpha}\,\frac{4(\lambda+\mu)}{3\lambda+2\mu}\,\frac{n^4}{a^4}l^4\pi^4}\right\},$$

$$\overset{ps}{\omega}_n{}^2 \Big/ \overset{cl}{\omega}_n{}^2 = \left[\frac{l^2}{h^2}\,\frac{3(\lambda+2\mu)}{2(\lambda+\mu)} + 1\right] \Big/ \left[l^2\pi^2\,\frac{4(\lambda+\mu)}{(3\lambda+2\mu)}\,\frac{n^2}{a^2} + 1\right], \qquad (1.12)$$

где $\overset{m}{\omega}_n$ - частоты, полученные по моментной теории упругости с НППВ; $\overset{ps}{\omega}_n$ - частоты, полученные по моментной теории упругости с СВ; $\overset{cl}{\omega}_n$ - частоты, полученные по классической теории упругости. В (1.11) и (1.12) a - длина стержня. В табл. 2-5 приведены численные данные, полученные на основе значений модулей упругости, приведенных в табл. 1, и формул (1.11) и (1.12).

Таблица 2

a=20 l	$\omega_1^{ps}/\omega_1^{cl}$	$\omega_1^{m}/\omega_1^{cl}$ I	$\omega_1^{m}/\omega_1^{cl}$ II
h= l / 8	10.5919	65.7372	5.2688
h= l / 4	5.3639	32.8686	2.6344
h= l / 2	2.8137	16.4343	1.3172
h= l	1.6443	8.2171	0.6586
h= l 2	1.1834	4.1085	0.3293

Таблица 3

a=40 l	$\omega_1^{ps}/\omega_1^{cl}$	$\omega_1^{m}/\omega_1^{cl}$ I	$\omega_1^{m}/\omega_1^{cl}$ II
h= l / 4	5.4336	86.3646	4.0104
h= l / 2	2.8503	43.1823	2.0052
h= l	1.6657	21.5911	1.0026
h= l 2	1.1987	10.7955	0.5013
h= l 4	1.0501	5.3977	0.2506

Таблица 4

a=80 l	$\omega_1^{ps}/\omega_1^{cl}$	$\omega_1^{m}/\omega_1^{cl}$ I	$\omega_1^{m}/\omega_1^{cl}$ II
h= l / 2	2.8597	141.3224	2.4508
h= l	1.6711	70.6612	1.2254
h=2 l	1.2027	35.3306	0.6127
h=4 l	1.0535	17.6653	0.3063
h=8 l	1.0128	8.8326	0.1531

Таблица 5

a=160 l	$\omega_1^{ps}/\omega_1^{cl}$	$\omega_1^{m}/\omega_1^{cl}$ I	$\omega_1^{m}/\omega_1^{cl}$ II
h= l	1.6725	264.5539	1.3092
h=2 l	1.2037	132.2769	0.6546
h=4 l	1.0544	66.1384	0.3273
h=8 l	1.0136	33.0692	0.1636
h=16 l	1.0032	16.5346	0.0818

Исходя из приведенных численных данных можно прийти к следующим выводам.

Если расчеты вести на основе прикладной теории микрополярных балок с СВ, то частота колебаний окажется выше частоты классической теории. Этот вывод соответствует другим исследованиям в этой области [10]. Для более массивной микрополярной балки частоты, вычисляемые по теории НТУ с СВ, уже приближаются к частотам по классической теории. Если основываться на прикладной теории микрополярных балок по НТУ с НППВ, в отличие от теории с СВ (где имеем одну группу частот), получим две группы частот. В численных выражениях по теории со свободным вращением получаем сразу высшую частоту и одну низкую частоту.

2. Рассмотрим теперь свободные изгибные колебания шарнирно-опертых микрополярных упругих прямоугольных пластин. Задачу будем изучать как исходя из общей прикладной-двумерной динамической теории тонких пластин, когда в ее основе имеем НТУ с НППВ [4,5], так и исходя из общей прикладной динамической двумерной теории тонких пластин, когда в ее основе лежит трехмерная НТУ с СВ [5].

Разрешающая система уравнений поперечных (изгибных) колебаний (в условиях отсутствия внешних воздействий как моментных, так и силовых) микрополярных прямоугольных пластин в перемещениях и вращениях имеет вид [4,5]:

$$\left\{ \frac{4\mu\alpha}{\mu+\alpha}\left(\frac{\partial^2 W}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2 W}{\partial x_2^2}+\frac{\partial \Omega_2}{\partial x_1}-\frac{\partial \Omega_1}{\partial x_2}\right)=\rho\frac{\partial^2 W}{\partial t^2}, \right.$$

$$
\begin{cases}
\dfrac{4\gamma(\gamma+\beta)}{2\gamma+\beta}\left(\dfrac{\partial^2 O_1}{\partial x_1{}^2}+\dfrac{\partial^2 O_2}{\partial x_1 \partial x_2}\right)+(\gamma+\varepsilon)\left(\dfrac{\partial^2 O_1}{\partial x_2{}^2}-\dfrac{\partial^2 O_2}{\partial x_1 \partial x_2}\right)+ \\
+\dfrac{4\mu\alpha}{\mu+\alpha}\left(\dfrac{\partial W}{\partial x_2}-O_1\right)=J\dfrac{\partial^2 O_1}{\partial t^2}, \\
\dfrac{4\gamma(\gamma+\beta)}{2\gamma+\beta}\left(\dfrac{\partial^2 O_2}{\partial x_2{}^2}+\dfrac{\partial^2 O_1}{\partial x_1 \partial x_2}\right)+(\gamma+\varepsilon)\left(\dfrac{\partial^2 O_2}{\partial x_1{}^2}-\dfrac{\partial^2 O_1}{\partial x_1 \partial x_2}\right)- \\
-\dfrac{4\mu\alpha}{\mu+\alpha}\left(\dfrac{\partial W}{\partial x_1}+O_2\right)=J\dfrac{\partial^2 O_2}{\partial t^2}.
\end{cases}
\tag{2.1}
$$

К этим уравнениям следует присоединить граничные условия шарнирного опирания, которые в данном случае запишутся следующим образом [5]:

$$
\begin{aligned}
&\text{при} \quad x_1 = 0,a \quad W = 0,\ O_1 = 0,\ L_{12} = 0, \\
&\text{при} \quad x_2 = 0,b \quad W = 0,\ O_2 = 0,\ L_{21} = 0,
\end{aligned}
\tag{2.2}
$$

где a и b размеры пластинки в плане.

Решение системы (2.1) ищем в форме

$$
\begin{aligned}
&W = A\sin\frac{m\pi x_1}{a}\sin\frac{n\pi x_2}{b}\cos\omega_{mn}t, \quad O_1 = B\sin\frac{m\pi x_1}{a}\cos\frac{n\pi x_2}{b}\cos\omega_{mn}t, \\
&O_2 = C\cos\frac{m\pi x_1}{a}\sin\frac{n\pi x_2}{b}\cos\omega_{mn}t,
\end{aligned}
\tag{2.3}
$$

которая удовлетворяет всем условиям шарнирного опирания по всему контуру пластинки (A,B,C - неопределенные постоянные, m и n - целые числа).

Подставляя значения W, O_1, O_2 из (2.3) в (2.1), получим систему алгебраических однородных уравнений относительно неизвестных A,B,C. Для существования нетривиальных решений системы (2.1) необходимо, чтобы определитель ее был равен нулю.

Приравнивая нулю определитель полученной однородной алгебраической системы, для определения частот собственных колебаний микрополярных упругих прямоугольных пластин получим следующие уравнения:

$$J\omega^2_{mn} = \frac{4\gamma(\gamma+\beta)}{2\gamma+\beta}\left(\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right)\pi^2 + \frac{4\mu\alpha}{\mu+\alpha}, \tag{2.4}$$

$$\rho J\omega^4_{mn} - \left[(\gamma+\varepsilon)\left(\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right)\pi^2\rho + \frac{4\mu\alpha}{\mu+\alpha}\rho + \frac{4\mu\alpha}{\mu+\alpha}\left(\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right)\pi^2 J\right]\omega^2_{mn} +$$

$$+\frac{4\mu\alpha}{\mu+\alpha}(\gamma+\varepsilon)\left(\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right)^2\pi^4 = 0. \tag{2.5}$$

Рассмотрим аналогичную задачу определения частот и собственных форм изгибных колебаний шарнирно-опертых пластин на основе теории, когда вращения точек стеснены [5]. Уравнение поперечных свободных колебаний и граничные условия микрополярных прямоугольных пластин будут выражаться следующим образом [5]:

$$D^*\nabla^2\nabla^2 W = 2h\left(J\nabla^2\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} - \rho\frac{\partial^2 W}{\partial t^2}\right), \tag{2.6}$$

$$\text{при}\quad x_1 = 0,a\quad W = 0,\ M_{11} + L_{12} = 0,$$

$$\text{при}\quad x_2 = 0,b\quad W = 0,\ M_{22} - L_{21} = 0, \tag{2.7}$$

где $D^* = 2h(\gamma+\varepsilon) + [(2Eh^3)/(3(1-v^2))]$, $\nabla^2 = [(\partial^2)/(\partial x_1^{\ 2})] + [(\partial^2)/(\partial x_2^{\ 2})]$.

Решение уравнения (2.6) при граничных условиях (2.7) ищем в форме

$$W = A\sin\frac{m\pi x_1}{a}\sin\frac{n\pi x_2}{b}\cos\omega_{mn}t. \tag{2.8}$$

В итоге для определения частот свободных колебаний микрополярных прямоугольных пластин на основе НТУ с СВ получим

$$\omega^2_{mn}=\frac{D^*}{2h}\left(\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right)\pi^4 \Bigg/ \left(J\pi^2\left(\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right)+\rho\right). \tag{2.9}$$

На основе уравнений (2.4)-(2.5) для определения частот по НТУ с НППВ и, на основе уравнения (2.9) для определения частот по НТУ с СВ, были проведены численные расчеты.

Уравнение для определения частот по классической теории упругости имеет вид [9]

$$\overset{cl^2}{\omega_{mn}}=\frac{D}{2h}\left(\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right)^2\pi^4 \Big/ \rho, \text{ где } D=\frac{2Eh^3}{3(1-\nu^2)}. \tag{2.10}$$

Сравнивая уравнения определения частот колебаний пластинки (2.4), (2.5) по НТУ с НППВ с уравнением (2.9) по НТУ с СВ и уравнением (2.10) по классической теории, можем сделать заключение, что по теории со свободным вращением имеются три группы частот, а по теории со стесненным вращением и по классической теории имеется одна группа частот. Что касается численных данных, то здесь тоже обнаруживаются те же закономерности для частот колебаний, что и для микрополярных балок, кроме этого, в случае пластинки существуют частоты, которые зависят от физической константы β (формула (2.4)).

Гюмрийский государственный педагогический институт им. М. Налбандяна

Литература

1. *Амбарцумян С. А.* Микрополярная теория оболочек и пластин. Ереван. Изд-во НАН Армении. 1999. 214 с.

2. *Амбарцумян С. А.* Теория анизотропных пластин. М. Наука. 1967. 266с.

3. *Саркисян С. О.* - Сб. науч. трудов, посвященных 80-летию академика НАН РА С. А. Амбарцумяна. Ереван. Изд-во НАН РА. 2002. С. 285-296.

4. *Атоян А. А., Саркисян С. О.* - Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. 2004. №1. С. 18-29.

5. *Atoyan A. A., Sargsyan S. H.* - Book of Abstracts. International Symposium on Trends in Applications of Mathematics to Mechanics. August 22-28. 2004. Lufthansa Bildungszentrum Seeheim, Germany. P. 5.

6. *Атоян А. А.* - Матер. 12 республиканской конф. молодых ученых. Механика. Ереван. 2003. С. 31-36.

7. *Ерофеев В. И.* Волновые процессы в твердых телах с микроструктурой. М. Изд-во МГУ. 1999. 327 с.

8. *Gauther R. D. Jahsman W. E.* - Arch. Mech. 1981. V. 33. N 5. P. 717-737.

9. *Тимошенко С. П.* Колебания в инж. деле. М. Физматгиз. 1959. 439 с.

10. *Бабич Д. В.* Некоторые динамические задачи теории пластин и оболочек с несимметричным тензором напряжений. Ин-т механики АН УССР. Киев. 1967. 12 с.

Ա. Ա. Աթոյան, Ս. Հ. Սարգսյան

Միկրոպոլյար առաձգական բարակ սալերի սեփական տատանումների ուսումնասիրումը

Միկրոպոլյար առաձգական բարակ սալերի դինամիկական ընդհանուր կիրառական տեսությունների հիման վրա ուսումնասիրվել են հոդակապորեն հենված հեծանի (միաչափ խնդիր) և ուղղանկյուն սալի ծռման դեֆորմացիայի ազատ տատանումների խնդիրները: Դիտարկվում են սալի կիրառական-երկչափ (կամ հեծանի դեպքում՝ կիրառական-միաչափ) տեսությունները, որոնք կառուցված են առաձգականության ոչ սիմետրիկ տեսության ընդհանուր դեպքում, երբ պտույտները անկախ են, և այդ տեսության՝ այն մասնավոր դեպքում, երբ պտույտները կաշկանդված են:

Որոշվել են ինչպես միկրոպոլյար հեծանի, այնպես էլ միկրոպոլյար ուղղանկյուն սալի ազատ տատանումների հաճախականությունները և տատանումների սեփական ձևերը: Կատարվել են մեծ ծավալի թվային հաշվումներ, որոնց արդյունքում վեր է հանվել հեծանի կամ սալի նյութի միկրոպոլյարության դերը տատանումների բնութագրերի վրա:

УДК 528, 624

R. A. Ahmad

The Geological Setting and Dynamic Properties for Soils in Tartous area (Syria)

(Submitted by academician E. Y. Khachian 24/XII 2003)

1. Introduction. In the past centuries many disaster earthquakes have been taken place in the western part of Syria. These earthquakes are connected to the main Fault system called Dead Sea Fault System (DSFS). To minimize the loss of casualties caused by such natural disaster, microzonations studies are much needed in northern western side of Syria. Tartous region is conducted to zone no.IV (PGA = 0.4g) by Syrian code. The aim of this study is to adjust the Syrian code and make it more accurate for Tartous region. Therefore studying the local soil behaviors under earthquake forces are very important. To study soil characteristics more than 29 reports have been chosen from different engineering previous work. These reports provided us with basic elements like Deformation Modulus (E) Density (ρ) and (μ) passion Factor for each borings. The other dynamic properties (Vs and Ts) were calculated based on Khachian-Okomoto assumptions. Different layers have been used to classify the area of Tartous like Geology map, Geomorphology, Structural map and the results obtained from borings. Finally classified image has been generated for Tartous City, which recognize among 4 types of soil.

2. Location of study area and past geological studies. Tartous area is located North West Syria in the coastal plain. It covers an area about 1000 Km^2. The coastal area studied by several scientists like M. Blanckenhorn (1891) [1], L. Dubertret (1958) [2], A soviet geological team (V. V. Kozlov, A.V. Artyemov and A. F. Kalis, 1966) [7], and M. Mouti (1976) [4], [5].

3. Geomorphology of the Study area. The Coastal Mountain extends in the two areas of Tartous and Safita. Generally, the slopes dip gently toward the Mediterranean Sea. The Coastal area are divided into four geomorphological units.

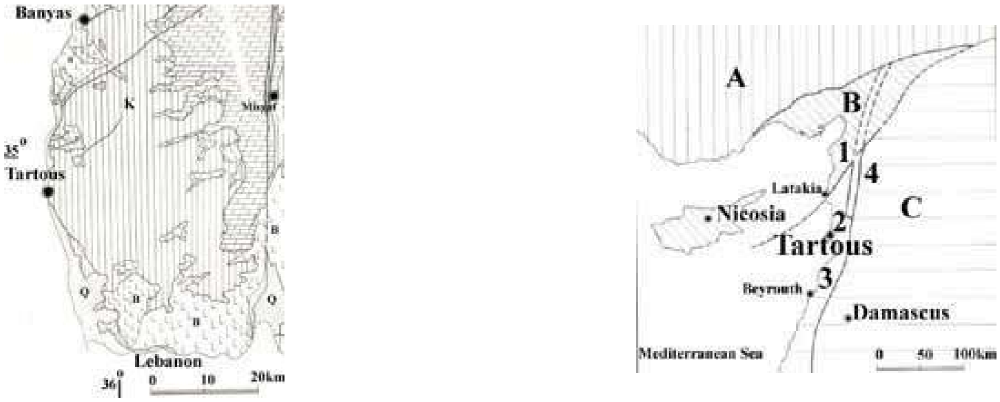
3.1 Deeply dissected Carbonate terrain. This area is cut by many valleys. The soil cover is shallow and carbonated soils, partly colluvial enriched by clayey matrix. Sinkholes and karst fissures are common in this unit.

3.2 Moderate Dissected Carbonate terrain. In the contrary to unit 1 the maximum relief is much less Gentle slopes prevail and most of the tops of the hills are flat. On gentle slopes and on plains a soil is developed composed of brown colored clayey material mixed with boulders of flint.

3.3 Hilly country. The area is an old plain modified by young erosional processes. The terraces and the flat area are covered by soil composed of brown colored carbonated clay.

3.4 Coastal Plain. The coastal plain is located on the shore of the Mediterranean Sea. Flat areas gently incline to west. The width of coastal plain is up to 4 km, but in general about 1 km only.

4. Regional Geology and Tectonics. The coastal Mountains are located on fringe of Arabic platform, bordered by the Mediterranean Sea basin in the west, Ghab Rift (northern extension of Gulf of Aquaba Dead Sea Rift) in the east, and Lebanon Mountains in the south (Fig. 1,). It is horst structure. The area may be determined as an oblique horst dipping to west and southwest in general (V. P. Ponikarov (1963) [6]) (Fig. 1,b). Limited numbers of faults occur in the north-east of the area. They are extension of the faults that occur in Qadmous-banyas area. The main trends are NE-SW and SE-NW. The Geology map of Tartous area is shown in Fig. 1,a.



a b

Figure 1. (a) Geological map of Tartous area. (b) Geological-stuctural map of the western part of Syria. A: Alpine Orogene. B: Transition Zone. C: Arabic Platform. 1: Bassit Block. 2: Coastal area. 3: Lebanon Mountains. 4: Ghab rift. (Shabo, 1980) [8].

5. Different Soil types located in Tartous area. The area is differentiated into eight classes of soil indicated by the following characterization.

Class 1: it is characterized by: hard and medium hard Jurassic limestone or dolomite.

Class 2: the soil described as: alternation of limestone, dolomite and marl.

Class 4: the Geology and soils described as: soft marly siltstone, marl and medium hard sandstone and conglomerate.

Class 5a: the soil characterized as hard and soft fine grained marine sandstone with intercalations of gravels covered by consisting of clayey, highly porous.

Class 5b: soil characterized as Gravel and boulder beds of Pleistocene time.

Class 6: the soil characterized as Sand, silt, gravel, pebble and boulder beds.

Class 7: soil characterized as eolian fine – and medium grained sand deposits.

Class 8: soil characterized as friable, strongly weathered basaltic lava and tuff.

6. The Mechanical & Physical soil Properties. This paper presents the results obtained from 29 data sets collected over Tartous area. We have used over than 29 reports prepared by different engineers in Syria. These reports provided us with the basic engineering properties, after that we calculated the needed other factors like G (t/m^2), Vs (m/sec), and the density ρ (ts^2/m^4). The lithological changes with depth have been discovered using the data from many borings.

We have created a map to show the location for each point in Tartous region. The soil properties have been calculated and adopted in tables which contains the most important factors like, Natural water content w(%), Bulk density γ b (gr/cc). Dry unit weight γd (gr/cc), Relative Density Gs, Porosity η (%), Degree of saturation Sr (%), Angel of internal friction (Φ. deg), Cohesion C (kg/cm^2), Deformation Modulus E (t/m^2), Shear factor G (t/m^2), Shear wave velocity Vs (m/s), Period of soil Ts (sec), Liquid limit LL (%) , plastic limit PL (%),Plasticity Index PI (%), passion Factor (μ), and soil type St. To calculate the dominant period Ts we have calculated the shear wave velocity for each layer in each boring using equation (4). During calculations we didn't consider the surface layer characteristics, which are described as disturbed layers. The periods of soil Ts (sec) have been calculated based on the equations: (6) developed by Edward Khachiayn (Khachiyan, 2000) [9], (1), (2), and (3). This equation is given as follows: In case we have only one layer so the period Ts calculated using following formula:

$$T_{01} = \frac{4H}{v_s} \tag{1}$$

For n layers Ts can be calculated using the following formula (Okomoto, 1980) [10]:

$$T_{01} = \sum_{k=1}^{n} \frac{4H_k}{v_{sk}} \tag{2}$$

Or it can be calculated by using the following equation [9]:

$$T_{01} = \frac{4H}{v_s} \tag{3}$$

While Vs is the averaged velocity as shown in equation (7) H represents total depth. Shear wave velocity:

$$v_{sk} = \sqrt{\frac{G_k}{\rho_k}} \tag{4}$$

Shear factor calculated using this formula [9]: $G = E / 2(1 + \mu)$.

$$T_{01} = 4H \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{n} \rho_k \left[H_k + \frac{H}{\pi}\left(\sin \frac{\pi h_k}{H} - \sin \frac{\pi h_{k-1}}{H} \right) \right]}{\sum_{k=1}^{n} \rho_k v_{sk}^2 \left[H_k - \frac{H}{\pi}\left(\sin \frac{\pi h_k}{H} - \sin \frac{\pi h_{k-1}}{H} \right) \right]}} \tag{6}$$

While, $h_0 = 0$, $h_k = \sum_{i=1}^{k} H_i$, $h_n = H$

ρ_k Is the density, H is the total depth, Hi is the layer thickness, and n is number of layers. The following equation used to calculate average velocity

$$\bar{v}_s = \frac{\sum_{k=1}^{n} H_k}{\sum_{k=1}^{n} \frac{H_k}{v_{sk}}} \tag{7}$$

The soil changes with depth for each boring have been shown and described with their thicknesses in tables for each point. All Factors needed have been calculated and adopted as seen in the following examples: Point No. 1 is Located in the southern part of Tartous city at Thawrah street, south of Alghamkah Bridge. 6 boring have been given the lithological changes with depth. It covers an area about 1000 m^2 as shown in diagram 1. The periods Ts, calculated in 4 different equations 1, 2, 3, and 6. In this paper we calculated the average velocity as described in equation (7). Finally we calculated the average velocity and period for each boring and for each point. The resulted values don't show big differences among them, which are related to the following reasons: shallow depth used, and low numbers of soil layers presented in the same point. By integrating data collected from different layers (Geological, Geomorphological, Structural and Engineering properties), the resulted image has been created for Tartous City. In this map the area has been divided into four zones represent different soil types.

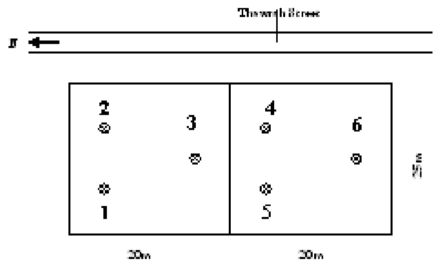


Diagram No. 1 shows the location of borings at point No. 1.

Zone 1 represents layer characterized by low density, high porosity, not stable under earthquake forces like sandy silty clayey soil, low velocity value. Zone 2 represents layer characterized by medium dense soil lying over hard limestone with presence of soft layer in different places low to medium Shear Wave Velocity value. Seismically this layer considered more stable than first layer. Zone 3 represents layer characterized by medium to hard limestone, with medium velocity value. This layer seismically, considered as stable layer. Zone 4 represents hard limestone or dolomite layer characterized by medium to high velocity. The most stable seismically in this region, but unfortunately this layer located very close to major tectonic fault called Dead Sea Fault System (DSFS) which should be taken in our future calculations.

Table 1: lithological changes and soil description over Boring No.1

Layer. No.	***thickness m***	***Soil description***
1	4.5	Surface layer
2	2	Clay with silt and gravel saturated with water
3	1	Sand with Clay and high content of grey to white Silt
4	2	Alluvial gravel with different sizes
5	4.5	Clay with Sand and gravel
	H =14	Ps. Ground water has been noticed at depth = 5 m Layers after 4m it is not stable under earthquake forces.

Table 2: lithological changes and soil description over Boring No.2

Layer. No.	***thickness m***	***Soil description***
1	4.5	Surface Layer
2	1.5	Clay with silt and gravel saturated with water
3	2.5	Sand with Clay and high content of Silt
4	5.5	gravel with different sizes with Sand and clay
	H =14	Ps. Ground water has been noticed at depth = 5 m Layers after 4m it is not stable under earthquake forces.

Table 3: lithological changes and soil description over Boring No.3

Layer. ***No.***	***thickness*** ***m***	***Soil description***
1	3.5	Surface Layer
2	5	Gravel with Sand and fine clay and silt. At depth 5m thin layer of clayey white calcite.
3	5.5	Sand with Clay and silty clay with few gravels
	H =14	Ps. Ground water has been noticed at depth = 5 m Layers after 4m it is not stable under earthquake forces.

Table 4: lithological changes and soil description over Boring No.4

Layer. ***No.***	***thickness*** ***m***	***Soil description***
1	4	Surface Layer
2	0.5	Gravels with sand and silty clay
3	4.5	Gravel with marine Sand and fine clay and silt.
4	5	Sand with sandy clay with gravels
	H =14	Ps. Ground water has been noticed at depth = 5 m Layers after 4m it is not stable under earthquake forces.

Table 5: lithological changes and soil description over Boring No.5

Layer. ***No.***	***thickness*** ***m***	***Soil description***
1	4	Surface layer
2	0.7	Sand and silty clay with gravel substances
3	4.30	Gravel with marine Sand and fine clay and silt.
4	5	Sand and clay with presence of gravel substances
	H =14	Ps. Ground water has been noticed at depth = 5 m Layers after 4m it is not stable under earthquake forces.

Table 6: lithological changes and soil description over Boring No.6

Layer. ***No.***	***thickness*** ***m***	***Soil description***
1	3.3	Surface layer
2	5.7	Gravel substances with Sand and sandy clay
3	5	Clay and sand with presence of gravel substances.
4	H =14	Ps. Ground water has been noticed at depth = 5 m Layers after 4m it is not stable under earthquake forces.

7. Conclusion. The study of soil properties is very important for earthquake engineers. These kinds of study show us the behavior of soil under earthquakes forces. Actually knowing the soil periods show what kind of building or project we have to construct, and sometimes save a lot of souls and money. Microzonation studies only can give us a clear idea about the area under investigations. For carrying out such study which is much needed, we must collect a lot of samples and calculate their characteristics especially Deformation Modulus, Passion Factor, Velocity and soil period. These kinds of study will give a clear view for future work and city development. With the help of Geology, geomorphology, structural and the soil properties calculated we could create a classified image for Tartous city. This image recognize among 4 classes of soil.

Table 7: The calculated and estimated factors for each boring over point No. 1

Boring No.	*Layer No.*	*Thickness m*	*ρ ts^2/m^4*	*E t/m^2*	*μ*	*G t/m^2*	*Vs m/s*	*By using equations(2), (3), (6), (7)*			
								T_{01} sec (2)	T_{01} sec (6)	$\overline{V}_s$ m/s (7)	T_{01} sec (3)
	2	2	0.204	750	0.4	267.86	36.23				
	3	1	0.21	880	0.38	318.84	38.96				
	4	2	0.198	950	0.4	339.3	41.4				
	5	4.5	0.20	800	0.4	285.7	37.8				
1		H=9.5						0.99287	0.99667	38.27	0.99294
	2	1.5	0.196	920	0.4	328.6	40.94				
	3	2.5	0.22	850	0.38	307.97	37.4				
2	4	5.5	0.206	800	0.4	285.71	37.24	1.0047	1.02315	37.82	1.005
		H=9.5									
	2	5	0.219	1850	0.3	711.54	57				
	3	5.5	0.216	1200	0.35	444.4	45.36				
3		H=10.5						0.8356	0.89	50.25	0.836
	2	0.5	0.196	950	0.4	339.3	41.6				
	3	4.5	0.218	2400	0.35	888.89	63.85				
4	4	5	0.206	1300	0.35	481.5	48.4	0.7432	0.7643	53.82	0.74321
		H=10									
	2	0.7	0.185	725	0.4	258.93	37.4				
	3	4.3	0.225	2280	0.3	876.92	62.43				
	4	5	0.22	1800	0.35	666.67	55.05	0.71368	0.7048	56.05	0.71364
5		H=10									
	2	5.7	0.193	1450	0.3	557.69	53.75				
	3	5	0.206	2100	0.35	777.78	61.45				
6		H=10.7						0.74965	0.69968	57.09	0.7497
The averaged Ts & Vs values for each boring								0.83995	0.84643	48.883	0.84008
Total Average Ts and Vs for point 1						$\overline{V}_s$ *(total)* = 48.888 m/s			T_s *(total)* = 0.84215 sec		

References

1. *Blanckenhorn M.* Grundzuge der Geologie und physikalischen Geographie von Nodsyrien. Eine geologisch-geographische Skizze. Berlin. 1891.
2. *Dubertret L.* - Notes et Mem. 1958. N2.
3. *Dubertret L., Vautrin, H., Keller* - Notes et Mem. 1958. N2.
4. *Mouty M.* Results of the stratigraphical study of the Alaouite- Mountains-Unpublished report, Ministry of petroleum, Damascus. 1976.
5. *Mouty M.* Presence du lias dans le massif Alaouite (Syria)-C.R. somm. Soc. Geo.Fr.fasc. 1976. N3. P. 104-105.
6. *Ponikarov V. P.* Tectonic Map of Syria, scale 1 :1000 000. Moscow. 1963.
7. *Kozov V. V., Artyemov A. V., Kalis A. F.* Explanatory Notes to Geological Map of Syria, scale 1:200 000, areas 1-36-XVIII. 1 - 37-XIII. Moscow. 1966.
8. *Shabo Y.* Explanatory Notes to Geological Map of Syria, Safita-Tartous sheet, scale 1:50.000, Damascus. 1980.
9. *Хачиян Э. Е.* - Сейсмостойкое строительство и безопасность сооружений. М. 2000. N 4. С. 10-14.
10. *Окомото М.* Сесмостойкость инженерных сооружений. М. 1980. 342с.

Ռ. Ա. Ահմադ

Տարտուս քաղաքի (Սիրիա) տարածքի երկրաբանական առանձնահատկությունները և գրունտների դինամիկական բնութագրերը

Բերվում են անհամասեռ բազմաշերտ հիմնատակերի դինամիկական բնութագրերի ուսումնասիրությունների արդյունքները Տարտուս քաղաքի տարածքում շինարարական հրապարակի սեյսմիկ վտանգի աստիճանը գնահատելու նպատակով՝ կախված ինժեներա-երկրաբանական պայմաններից: Նկարագրված են տարածքի գրունտների տիպերը և հորատման միջոցով ստացված խորքային ապարների ֆիզիկա-մեխանիկական բնութագրերը: Ալիքային տեսության տարբեր եղանակներով որոշված են անհամասեռ հիմնատակերում լայնական ալիքների տարածման արագության միջին արժեքը և գերակշռող պարբերությունների մեծությունները, որոնք ըստ ժամանակակից պատկերացումների հանդիսանում են տվյալ տարածքի սեյսմիկ միկրոշրջանացման և գրունտային հիմնատակերը ըստ սեյսմիկ հատկությունների դասակարգման հիմնական պարամետրեր:

Р. А. Ахмад

Геологические особенности и динамические свойства грунтов территории г. Тартус (Сирия)

Приводятся результаты исследований динамических характеристик структурно-неоднородных многослойных оснований для оценки степени сейсмической опасности территории прибрежного города Тартус в зависимости от инженерно-геологических условий площадки строительства. Описываются типы грунтов территории города. Исходя из физико-механических характеристик глубинных пород, полученных в результате бурения, различными методами волновой механики определены средние значения скоростей распространения поперечных волн и преобладающие периоды колебания многослойного основания, которые, по современным представлениям, являются основными параметрами для микросейсморайонирования территорий и разделения грунтов на классы по сейсмическим свойствам.

УДК 539.016

А. М. Ишханян

Вероятность перехода в нелинейной задаче Ландау - Зинера в пределе сильной связи

(Представлено академиком Р. А. Казаряном 12/I 2004)

Динамика перехода Ландау - Зинера [1] в модели двухмодовой фотоассоциации [2] атомарного бозе-эйнштейновского конденсата [3] по схеме одноцветного облучения лазерным полем в приближении вращающейся волны может быть описана с помощью следующего нелинейного обыкновенного дифференциального уравнения третьего порядка для вероятности молекулярного состояния p(t) [4,5]:

$$p''' - \frac{p''}{t} + 4[t^2 + \lambda(1-3p)]p' + \frac{\lambda}{2t}(1 - 8p + 12p^2) = 0, \qquad (1)$$

где $\lambda = U_0^2/\delta_0$ - параметр Ландау - Зинера, U_0 - частота Раби лазерного поля, δ_0 - параметр, определяющий скорость прохождения нуля расстройки частоты (предполагается, что интенсивность возбуждающего лазерного поля поддерживается постоянной, а расстройка проходит через резонанс, изменяясь во времени линейно: $U_0 = \mathrm{const}$, $\delta_t = \delta_0 t$).

Ранее нами было показано [6], что в пределе сильного взаимодействия $\lambda >> 1$, когда эволюция системы проявляет значительные отклонения от линейного режима, пригодное нулевое приближение к решению задачи можно построить, отбросив в уравнении (1) два первых члена с производными второго и третьего порядков. Получающееся нелинейное уравнение первого порядка имеет богатую структуру, и его решения позволяют конструировать равномерное приближение, которое затем может быть использовано для построения всюду удовлетворительного следующего приближения путем линеаризации уравнения (1). В силу того, что общее решение предельного уравнения первого порядка известно, представленная схема описания предела сильной связи может служить в качестве общего подхода для изучения всех аналогичных моделей пересечения термов.

Описанным выше путем удается выявить наиболее существенные черты происходящих процессов и с достаточно хорошей точностью описать неадиабатические переходы в конденсате количественно. Эффективность данного подхода была продемонстрирована нами на примере первой экспоненциальной модели пересечения термов Никитина в работе [6], где было показано, что предел сильного взаимодействия, как это ни странно, не оптимален для образования молекул. Было обнаружено, что оптимум для перехода в молекулярное состояние достигается при определенном конечном значении интенсивности лазерного поля. В настоящей работе с использованием этого подхода мы изучаем предел сильного взаимодействия для модели Ландау - Зинера (противоположный предел слабого взаимодействия для данной модели был представлен нами в предыдущих работах [4,5]). Мы строим подходящие нулевое и первое приближения к решению задачи и выводим простую асимптотическую формулу для вероятности перехода в молекулярное состояние для больших значений параметра Ландау - Зинера.

Итак, учитывая порядки членов, входящих в уравнение (1), сохраним сначала два последних слагаемых:

$$4[t^2 + \lambda(1-3p)]p' + \frac{\lambda}{2t}(1 - 8p + 12p^2) = 0. \tag{2}$$

Как было отмечено в работе [6], это уравнение, несмотря на простой вид, обладает богатой структурой. У него два тривиальных решения: $p = 1/6$ и $p = 1/2$. Эти решения играют важную роль в установлении асимптот при $t \to \infty$, поскольку представляют собой стационарные решения уравнения (1). Например, в случае вышеупомянутой первой экспоненциальной модели пересечения термов Никитина асимптотический предел вероятности образования молекул в пределе сильных интенсивностей поля есть 1/6 [6]. Как мы убедимся ниже, в настоящем случае модели Ландау - Зинера аналогичный предел суть 1/2, т.е. второе тривиальное решение.

Общее решение уравнения (2), зависящее от произвольной постоянной C, довольно сложное [6]. Выбором различных значений данной постоянной получаются различные независимые решения. В частности, существуют следующие четыре подобных решения:

$$p(t) = \frac{1}{6} + \frac{2t}{9\lambda}\left(t \pm \sqrt{t^2 \pm \frac{3\lambda}{2}}\right). \tag{3}$$

Здесь допустимы все комбинации со знаками + и –. Эти решения показаны на рис.1,2. Заметим, что два из решений, а именно те, что со знаком минус под корнем, не определены на всей вещественной оси (рис.2). Поскольку ни одно из двух оставшихся решений не ограничено на бесконечном временном интервале, то ясно, что ни одно из решений (3) само по себе не может задавать пригодное приближенное решение начального уравнения (1). (Условие нормировки еще больше ограничивает область применимости (3)).

Асимптотический анализ показывает, что в режиме сильной связи, при $\lambda = U_0^2/\delta_0 \to \infty$, предельное решение задачи Ландау - Зинера с наложенным здесь начальным условием $p(-\infty) = 0$ можно компоновать из кусков различных решений (см. рис.3, верхняя ломаная кривая), а именно, нетривиального

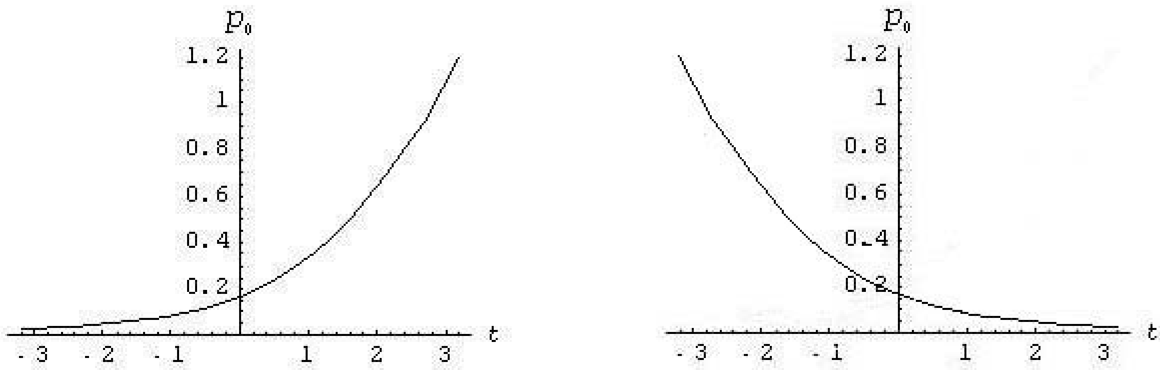


Рис. 1. Различные нетривиальные решения уравнения (2).

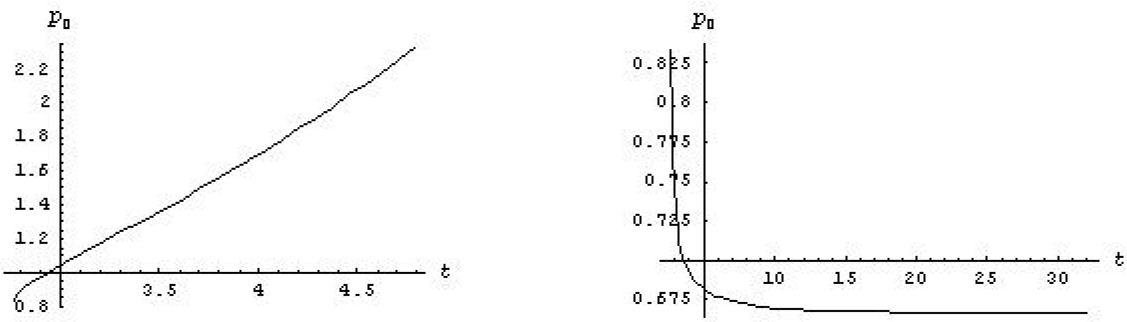


Рис. 2. Различные нетривиальные решения уравнения (2).

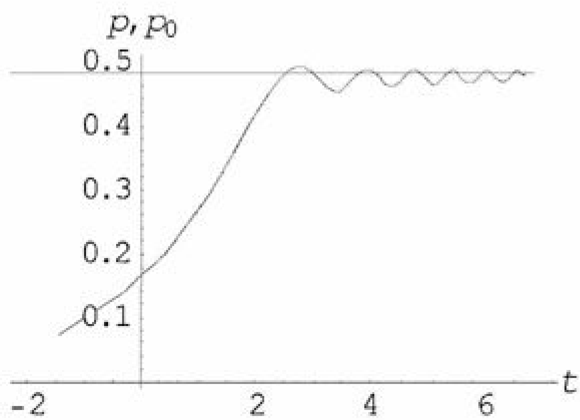


Рис. 3. Вероятность перехода в молекулярное состояние как функция от времени в пределе сильного взаимодействия верхняя ломаная кривая - предельное решение (4)-(5), горизонтальная линия - конечная вероятность перехода (14).

$$p_0(t) = \frac{1}{6} + \frac{2t}{9\lambda}\left(t + \sqrt{t^2 + \frac{3\lambda}{2}}\right) \quad \text{при} \quad t < \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \tag{4}$$

и тривиального

$$p_0(t) = \frac{1}{2} \text{ при } t > \sqrt{\frac{\lambda}{2}}. \qquad (5)$$

Это составное решение является довольно хорошим приближением повсюду, кроме малой окрестности точки $t = \sqrt{\lambda/2}$, где вдобавок производные испытывают разрыв. Далее, важно заметить, что полученное предельное решение позволяет линеаризировать начальное уравнение (1) с помощью подстановки $p = p_0 + u$. В результате, пренебрегая (малыми) нелинейными слагаемыми, получаем следующее линейное уравнение:

$$u_{ttt} - \frac{1}{t} u_{tt} + 4[t^2 + \lambda(1 - 3p_0)]u_t - \frac{4\lambda}{t}(1 - 3p_0 + 3p_{0t}t)u + \left(p_{0ttt} - \frac{1}{t} p_{0tt}\right) = 0. \qquad (6)$$

В области $t > \sqrt{\lambda/2}$, когда $p_0(t) = 1/2$, это уравнение заметно упрощается:

$$u_{ttt} - \frac{1}{t} u_{tt} + 4[t^2 - \lambda/2]u_t - \frac{2\lambda}{t} u = 0. \qquad (7)$$

Полученное уравнение решается точно. Решение можно выразить через произведения вырожденных гипергеометрических функций [7]:

$$u_{t > \lambda/2} = C_1u_1 + C_2u_2 + C_3u_3, \qquad (8)$$

$$u_1 = \frac{1}{2} - {}_1F_1(i\lambda/8;\, 1/2;\, i\delta_0t^2)\,{}_1F_1(-i\lambda/8;\, 1/2;\, -i\delta_0t^2), \qquad (9)$$

$$u_2 = t\mathrm{Re}[{}_1F_1(i\lambda/8;\, 1/2;\, i\delta_0t^2)\,{}_1F_1(1/2 - i\lambda/8;\, 3/2;\, -i\delta_0t^2)], \qquad (10)$$

$$u_3 = t\mathrm{Im}[{}_1F_1(i\lambda/8;\, 1/2;\, i\delta_0t^2)\,{}_1F_1(1/2 - i\lambda/8;\, 3/2;\, -i\delta_0t^2)]. \qquad (11)$$

Однако в области $t < \sqrt{\lambda/2}$, где $p_0(t)$ задается выражением (4), точное решение линеаризированного уравнения (6) неизвестно. Тем не менее, рассмотрение порядков членов в уравнении (6) показывает, что высшие производные u малы. Следовательно, мы можем построить следующее по порядку асимптотическое приближение, пренебрегая членом (u_{ttt} –

u_{tt}/t). Это приводит к несколько громоздкой формуле, которая, однако, дает превосходное приближение для области $t \le 0$:

$$u_{t \le 0} = -\frac{1}{\lambda^2}\frac{1}{3(1-\tau^2)^2}\left[\frac{\tau(17+5\tau^2+2\tau^4)}{2(3+\tau^2)^{3/2}} + \frac{(6+13\tau^2+4\tau^4+\tau^6)}{(3+\tau^2)^2}\right], \quad \tau = \frac{t}{\sqrt{\lambda/2}}. \tag{12}$$

Заметим, что в точке пересечения термов $t = 0$ вероятность перехода близка к 1/6: $p_0(0) + u_{t \le 0}(0) = 1/6 - 2/(9\lambda^2)$, в то время как в аналогичном линейном случае она примерно есть 1/2. Это - общее наблюдение, присущее всем нелинейным моделям с пересечением термов.

Недостаток решения (12) состоит в том, что оно расходится при $t = \sqrt{\lambda/2}$. Ясно, что это расхождение является следствием наличия сингулярности в уравнении (1) в точке $t = 0$. Чтобы получить равномерно сходящееся разложение, применим метод растянутых параметров [7]. Вводя новую переменную, задаваемую выражением

$$\tau = s + \frac{1}{\lambda^2}T(s) + O\left(\frac{1}{\lambda^3}\right), \tag{13}$$

легко получаем, что расхождение будет устранено, если положить

$$T(s) = \frac{27s + 6s^3 - s^5 + 4\sqrt{3+s^2}\,(3+s^4)}{2(1-s^2)^2(3+s^2)^2}. \tag{14}$$

Следовательно, корректное приближение первого порядка записывается в параметрическом виде:

$$p(t) = \frac{1}{6} + \frac{2}{9}s\left(s + \sqrt{s^2 + \frac{3}{2}}\right), \qquad \frac{t}{\sqrt{\lambda/2}} = s + \frac{1}{\lambda^2}T(s). \tag{15}$$

(Интересно, что это разложение справедливо также и в области $t > \sqrt{\lambda/2}$, поскольку оно определяет монотонно возрастающую функцию, стремящуюся к 1/2 при $t \to \infty$. Точность приближения есть величина по крайней мере порядка $1/\lambda$.)

Более точное выражение для приближения первого порядка в области $0 < t < \sqrt{\lambda/2}$ можно получить, применяя метод растянутых параметров Линдштедта - Пуанкаре [8]. Это дает:

$$u_{0 < t < \sqrt{\lambda/2}} = Ce^{\sqrt{3}(2+\lambda)(3+2\lambda)\arctan\left[\sqrt{2}t/3 - \sqrt{\lambda/3}\right]/(2\sqrt{\lambda}(3+\lambda))}\, t^{(3+2\lambda)/(6+2\lambda)} \times$$

$$\times(2t^2 - 2\sqrt{6\lambda}\, t + 3(3 + \lambda))^{(6+\lambda)(3+2\lambda)/(4\lambda(3+\lambda))}. \qquad (16)$$

Формулы (12), (16) и (8), взятые вместе, дают хорошее приближение для всей области $t \in (-\infty, +\infty)$ и для всех $\lambda >> 1$ (относительная ошибка везде порядка 10^{-3}). Сшивка решений (16) и (8) в точке $t = \sqrt{\lambda/2} + \sqrt{1/\lambda}$ ведет к следующему принципиальному результату: конечная вероятность перехода в молекулярное состояние в режиме сильного взаимодействия приблизительно выражается с помощью линейной формулы Ландау - Зинера $P_{LZ}(\lambda) = 1 - e^{-\pi\lambda}$ с параметром λ, замененным на $\lambda/2$:

$$p(+\infty) \approx \frac{P_{LZ}(\lambda/2)}{2}\left(1 - \frac{4}{3\pi\lambda} P_{LZ}(\lambda/2)\right). \qquad (17)$$

Сравнение рассчитанной с помощью формул (8)-(12) и (16) вероятности перехода как функции от времени с численным решением точного уравнения (1) в рассмотренном пределе сильного взаимодействия показано на рис.3, где показаны также предельное решение (4)-(5) и конечная вероятность перехода (17). Как видно, согласие очень хорошее.

Работа выполнена при поддержке грантов Фонда Гражданских Исследований и Разработок США (CRDF) No. PH 100-02 и PA No. 0591-2002.

Инженерный центр НАН РА

Литература

1. *Landau L. D.* - Phys. Z. Sowjetunion. 1932. N 2. P. 46; Zener C. - Proc. R. Soc. London. A. 1932. V. 137. P. 696.

2. *Javanainen J., Mackie M.* - Phys. Rev. A. 1999. V. 59. P. R3186; Koštrun M., Mackie M., Cote R., Javanainen J. -Phys. Rev. A 2000.V. 62. P. 063616.

3. *Anderson M. H., Ensher J. R., Matthews M. R., Wieman C. E., Cornell E. A.* - Science. 1995. V. 269. P. 198; Anglin J.R., Ketterle W. - Nature (London). 2002. V. 416. P. 211.

4. *Ишханян А. М., Черников Г. П.* - Изв. НАН Армении. Физика. 2004. Т. 39. N1, С. 3-10.

5. *Ишханян А. М.* - ДНАН Армении. 2004. Т. 104. N 2. С. 112-118.

6. *Ишханян А. М.* - Изв. НАН Армении. Физика. 2004. Т. 39. N2. С. 71-77.

7. *Abramowitz M., Stegun I. A.* Handbook of Mathematical Functions. New York, Dover. 1965.

8. *Nayfeh A. H.* Perturbation Methods. New York, Wiley-Interscience. 1985.

Ա. Մ. Իշխանյան

Անցման հավանականությունը Լանդաու - Զեների ոչ-գծային խնդրում ուժեղ կապի սահմանում

Ուսումնասիրված է ուժեղ կապի սահմանը ատոմական բոզե-էյնշտեյնյան կոնդենսատի երկմոդ ֆոտոասոցիացիայի համար Լանդաու - Զեների ոչ-գծային կիսադասական խնդրում: Ցույց է տրված, որ պրոցեսը զրոյական մոտավորությամբ կարող է արդյունավետորեն նկարագրվել մի սահմանային ոչ-գծային առաջին կարգի հավասարմամբ մոլեկուլային վիճակի հավանականության համար: Ստացված է ասիմպտոտիկ բանաձև Լանդաու - Զեների պարամետրի մեծ արժեքների դեպքում անցման հավանականության համար:

УДК 539.1

Член-корреспондент НАН РА А. Г. Багдоев, А. Н. Мартиросян,
Г. А. Мартиросян

Распространение электромагнитных волн в двухслойной среде от вибратора при наличии идеально проводящего полубесконечного экрана

(Представлено 27/I 2004)

Рассматривается линейная электродинамическая задача о расчете действия импульсного вибратора, находящегося в верхней полуплоскости (x,y), при наличии на отрицательной части оси x идеально проводящего экрана.

Соотношения электродинамики между компонентами электрического и магнитного полей и компонентой П вектора Герца имеют вид [1]

$$H_x = 0, \quad H_y = 0, \quad E_z = 0, \quad H_z = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial x \partial t},$$

$$E_x = \frac{c}{\varepsilon}\frac{\partial^2 \Pi}{\partial x \partial y}, \quad E_y = -\frac{1}{c}\frac{\partial^2 \Pi}{\partial t^2} + \frac{c}{\varepsilon}\frac{\partial^2 \Pi}{\partial y}, \tag{1}$$

где c - скорость света в пустоте, ε - диэлектрическая проницаемость. Уравнения Максвелла для верхней и нижней полуплоскостей имеют вид:

$$\frac{\partial^2 \Pi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Pi_1}{\partial y^2} - \frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2 \Pi_1}{\partial t^2} = -lI_0 \delta(x)\delta(y - y_0)\delta(t),$$

$$\frac{\partial^2 \Pi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Pi_2}{\partial y^2} = \frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2 \Pi_2}{\partial t^2}, \tag{2}$$

где $c_{1,2}$ - скорость света в полуплоскостях.

Граничные условия на линии контакта полуплоскостей имеют вид: y = 0,

$$\Pi_1 = \Pi_2, \quad \frac{1}{\varepsilon_1}\frac{\partial \Pi_1}{\partial y} = \frac{1}{\varepsilon_2}\frac{\partial \Pi_2}{\partial y}, \quad 0 < x < \infty;$$

$$\frac{\partial \Pi_1}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \Pi_2}{\partial y} = 0, \quad -\infty < x < 0;$$

$$\Pi_1, \Pi_2 = 0(r_1^{1/2}), \quad r_1 \; \sqrt{x^2 + y^2} \to 0. \tag{3}$$

В верхней полуплоскости можно записать

$$\Pi_1 = \Pi_1^0 + \Pi_1', \quad \Pi_1^0 = \begin{cases} \dfrac{lI_0}{2\pi\sqrt{t^2 - [(r^2)/(c_1^2)]}}, & t > \dfrac{r}{a} \\ 0, & t < \dfrac{r}{a}, \end{cases} \tag{4}$$

где $[c/(4\pi)]I_0$ - сила тока в вибраторе, l - длина диполя, Π_1^0 есть решение задачи об импульсе в бесконечной плоскости, $r^2 = x^2 + (y - y_0)^2$.

Решение находится методом интегральных преобразований и сводится к системе Винера - Хопфа, которая решается обычным способом [2]. Вводя преобразования по Лапласу $\overline{\Pi}$ от П по t, можно полагать

$$\overline{\Pi}_1^0 = \frac{ilI_0}{2\pi} \operatorname{sgn} \omega \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega\{\alpha x - \beta_1(\alpha)(y - y_0)\}}}{2\beta_1(\alpha)} d\alpha,$$

$$\beta_1(\alpha) = \sqrt{\frac{1}{c_1^2} - \alpha^2}, \quad \beta_2(\alpha) = -\sqrt{\frac{1}{c_2^2} - \alpha^2} \tag{5}$$

$$\overline{\Pi}_1' = \operatorname{sgn} \omega \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\overline{\Pi_1}}(\alpha) e^{i\omega(\alpha x + \beta_1 y)} d\alpha,$$

$$\overline{\Pi}_2 = \operatorname{sgn} \omega \int^{\infty} \overline{\overline{\Pi_2}}(\alpha) e^{i\omega(\alpha x + \beta_2 y)} d\alpha,$$

где s = −iω есть параметр преобразования Лапласа, две черточки соответствуют преобразованиям Лапласа по t и Фурье по x. Из граничних условий (3) и (5) следуют соотношения

$$\overline{\overline{\Pi_1^0}} + \overline{\overline{\Pi_1}} - \overline{\overline{\Pi_2}} = E^+(\alpha), \quad \frac{-i\omega\beta_1}{\varepsilon_1}\overline{\overline{\Pi_1^0}} + \frac{1}{\varepsilon_1} i\omega\beta_1 \overline{\overline{\Pi_1}} - \frac{1}{\varepsilon_2} i\omega\beta_2 \overline{\overline{\Pi_2}} = F^+(\alpha), \tag{6}$$

$$-i\omega\beta_1 \overline{\overline{\Pi_1^0}} + i\omega\beta_1 \overline{\overline{\Pi_1}} = G^-(\alpha),$$

$$i\omega\beta_2 \overline{\overline{\Pi_2}} = H^-(\alpha), \quad \overline{\overline{\Pi_1^0}} = ilI_0(4\pi\beta_1)^{-1} e^{i\beta_1(\alpha)\omega y_o}.$$

Здесь индексы ± соответствуют функциям, аналитическим в верхней и нижней полуплоскости α.

Исключая $\overline{\overline{\Pi_1}}$ и $\overline{\overline{\Pi_2}}$ из (6), получим систему Винера - Хопфа

$$2\overline{\overline{\Pi_1^0}} + \frac{1}{i\omega\beta_1} G^-(\alpha) - \frac{1}{i\omega\beta_2} H^-(\alpha) = E^+(\alpha),$$
$$\frac{1}{\varepsilon_1} G^-(\alpha) - \frac{1}{\varepsilon_2} H^-(\alpha) = F^+(\alpha). \tag{7}$$

Из второго уравнения (7), так как $F^+(\alpha)$ аналитично в верхней полуплоскости, выражение $[1/(\varepsilon_1)]G^-(\alpha) - [1/(\varepsilon_2)]H^-(\alpha)$ - в нижней полуплоскости и $F^+(\alpha)$ согласно граничному условию (3) в бесконечности равно нулю, по теореме Лиувилля имеем $F^+(\alpha) \equiv 0$, $[1/(\varepsilon_1)]G^-(\alpha) - [1/(\varepsilon_2)]H^-(\alpha) \equiv 0$. Тогда $H^-(\alpha) = [(\varepsilon_2)/(\varepsilon_1)]G^-(\alpha)$. Подставляя полученное выражение для $H^-(\alpha)$ в первое уравнение (7), получим

$$\frac{C_0}{i\omega\beta_1} f(\alpha) G^-(\alpha) = E^+(\alpha) - 2\overline{\overline{\Pi_1^0}}, \tag{8}$$
$$f(\alpha) = \frac{1}{C_0}\left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_2}\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right), \quad C_0 = 1 + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}.$$

Так как $f(\alpha) \to 1$ при $\alpha \to \infty$, то согласно теореме C [2] можно написать

$$f(\alpha) = f^+(\alpha) f^-(\alpha), \tag{9}$$

где $f^+(\alpha)$ и $f^-(\alpha)$ аналитично соответственно в верхней и нижней полуплоскостях плоскости α

$$\ln f^-(\alpha) = -\frac{1}{2\pi r} \int_{-\infty}^{\infty} \ln f(\zeta) \frac{d\zeta}{\zeta - \alpha}. \tag{10}$$

Здесь путь интегрирования совпадает с вещественной осью и обходит точки ветвления $\zeta = -[1/(c_1)]$, $-[1/(c_2)]$ сверху, точки ветвления $\zeta = [1/(c_1)]$, $[1/(c_2)]$ снизу и точку $\zeta = \alpha$ сверху. В формуле (9) путь интегрирования деформируем так, что он проходит по обоим берегам разреза вдоль вещественной оси от $[1/(c_1)]$ до $+\infty$. После выбора ветвей функций β_1, β_2 легко вычислить $\ln f^-(\alpha)$ в виде

$$\ln f^-(\alpha) = \frac{1}{\pi} \int_{\frac{1}{c_1}}^{\frac{1}{c_2}} \operatorname{arctg} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{\sqrt{\zeta^2 - \frac{1}{c_1^2}}}{\sqrt{\frac{1}{c_2^2} - \zeta^2}} \frac{d\zeta}{\zeta - \alpha} \equiv \varphi^-(\alpha), \tag{11}$$

$$f^\pm(\alpha) = \exp(\varphi^\pm(\alpha)), \quad f^+(\alpha) = f^-(-\alpha).$$

Из уравнений (8), (9), (11) получим

$$\frac{C_0}{i\omega} \frac{f^-(\alpha)}{\beta_1{}^-(\alpha)} G^-(\alpha) = \frac{\beta_1{}^+(\alpha)}{f^+(\alpha)} E^+(\alpha) - \frac{2\,\overline{\overline{\Pi_1^0}}\,\beta_1{}^+(\alpha)}{f^+(\alpha)}, \tag{12}$$

$$\beta_1(\alpha) = \beta_1{}^+(\alpha)\beta_1{}^-(\alpha), \quad \beta_1{}^\pm(\alpha) = \sqrt{\frac{1}{c_1} \pm \alpha}.$$

Обозначим $g(\alpha) = -[(ilI_0)/(2\pi\beta_1{}^-(\alpha) f^+(\alpha))] e^{i\omega\beta_1(\alpha) y_0}$.

Так как $g(\alpha) \sim [\text{const} / \sqrt{\alpha}\,]$ при $\alpha \to \infty$, то можно функцию $g(\alpha)$ представить в виде [2]

$$g(\alpha) = g^+(\alpha) + g^-(\alpha), \tag{13}$$

где $g^-(\alpha) = -[(ilI_0)/(4\pi^2)] \int_{-\infty}^{\infty} [(e^{i\omega\beta_1(\zeta) y_0} d\zeta) / \sqrt{\zeta - [1/(c_1)]}\, f^+(\zeta)(\zeta - \alpha)]$, $\quad g^+(\alpha) = g(\alpha) - g^-(\alpha)$.

Из формулы (12), (13) получим

$$\frac{C_0}{i\omega}\,\frac{f^{-}(\alpha)}{\beta_1^{\;-}(\alpha)}\,G^{-}(\alpha) - g^{-}(\alpha) = \frac{\beta_1^{\;+}(\alpha)E^{+}(\alpha)}{f^{+}(\alpha)} + g^{+}(\alpha) \equiv I(\alpha). \tag{14}$$

Функция $I(\alpha)$ определена лишь на вещественной оси. Однако функция $I(\alpha)$ в формуле (14), написанной с индексом (-), определена и аналитична в нижней полуплоскости, а функция с индексом (+) аналитична в верхней полуплоскости α. Таким образом аналитическим продолжением функцию $I(\alpha)$ можно определить на всей плоскости α.

Из граничных условий (3) видно, что $I(\alpha) \to 0$ при $\alpha \to \infty$. Тогда по теореме Лиувилля функция $I(\alpha) \equiv 0$, т.е.

$$\frac{C_0}{i\omega}\,\frac{f^{-}(\alpha)}{\beta_1^{\;-}(\alpha)}\,G^{-}(\alpha) - g^{-}(\alpha) = 0,$$

$$\frac{\beta_1^{\;+}(\alpha)E^{+}(\alpha)}{f^{+}(\alpha)} + g^{+}(\alpha) = 0. \tag{15}$$

Переходя к обратным преобразованиям Лапласа и Фурье, получим [3]

$$\frac{\partial \Pi_1'}{\partial y} = \frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\omega} ds \int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{s(t-\alpha x-\beta_1 y)}G^{-}(\alpha)\,d\alpha. \tag{16}$$

Вычисляя интегралы в формуле (16) по s и затем по α, можно получить решения в форме Смирнова - Соболева

$$\frac{\partial \Pi_1'}{\partial y} = \frac{1}{C_0}\operatorname{Re}\frac{\partial}{\partial t}\frac{i\text{Ш}_0}{2\pi^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\beta_1^{-}(\alpha_0)\,d\zeta}{\sqrt{\zeta-\frac{1}{c_1}}\,f^{+}(\zeta)\{x+\beta'(\alpha_0)y\}f^{-}(\alpha_0)(\zeta-\alpha_0)} \tag{17}$$

$$a_0 = \left(\bar{t}x + iy\sqrt{\bar{t}^2 - \frac{x^2+y^2}{c_1^2}}\right)(x^2+y^2)^{-1}, \qquad \bar{t} = t - \beta_1(\zeta)y_0.$$

Определим поведения решений при $y = 0$, $x \sim 0$, $\alpha \to \infty$, $g^{-}(\alpha) \sim [1/(\alpha)]$, $\beta_1^{-}(\alpha) \sim i\sqrt{\alpha}$, $d = [t/x]$

$$\frac{\partial \Pi_1'}{\partial y} = -\mathrm{Re}\,\frac{\Pi_0}{2\pi^2 C_0}\frac{\partial}{\partial t}\frac{1}{x\sqrt{x}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\sqrt{\bar{t}}\,\partial\zeta}{\sqrt{\zeta - \frac{1}{c_1} f^{+}(\zeta)}(\zeta - \frac{\bar{t}}{x})} \,. \tag{18}$$

или

$$\frac{\partial \Pi_1'}{\partial y} = \mathrm{Re}\,\frac{\Pi_0}{2\pi^2 C_0}\frac{1}{\sqrt{x}}\frac{\partial}{\partial t}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial\zeta}{\sqrt{\bar{t}}\sqrt{\zeta - \frac{1}{c_1} f^{+}(\zeta)}}$$

Институт механики НАН РА
Горисский филиал ГИУА

Литература

1. *Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М.* Уравнения в частных производных математической физики. М. Высшая школа. 1970. 710 с.
2. *Нобл В.* Применение метода Винера - Хопфа для решения дифференциальных уравнений с частными производными. М. ИЛ. 1962. 279 с.
3. *Багдоев А. Г.* - Изв. АН АрмССР. Механика. 1974. Т. 27. N 2. С. 13-23.

ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ Ա. Գ. Բագդոև, Ա. Ն. Մարտիրոսյան,
Հ. Ա. Մարտիրոսյան

Երկշերտ միջավայրում էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածումը տատանակից՝ իդեալական հաղորդիչ կիսաանվերջ էկրանի առկայությամբ

Քննարկվում է գծային էլեկտրադինամիկ խնդիրը վերին կիսահարթությունում գտնվող իմպուլսային տատանակի ազդեցության հաշվարկի վերաբերյալ՝ իրական բացասական կիսաառանցքի վրա իդեալական հաղորդիչ էկրանի առկայությամբ:

УДК 621.315.592

Академик Э. М. Казарян[а,б], М. С. Атоян[а], А. А. Саркисян[а]

Межзонное поглощение света в цилиндрических квантовых точках при наличии электрического поля

(Представлено 21/VII 2004)

1. Возможность управления электронным спектром квантовой точки (КТ) позволяет решать целый ряд задач, в которых, манипулируя этими уровнями, можно получить физические результаты с наперед заданными параметрами. К одной из таких задач относится задача об определении характера поглощения света КТ различных форм и размеров. Впервые для наиболее простой модели сферической КТ с прямоугольными бесконечно высокими стенками задача прямого оптического поглощения была решена авторами [1], которые в дальнейшем обобщили эту модель КТ для случая вырождения энергетических зон [2]. Для цилиндрических КТ задача о прямом поглощении света обсуждалась в работах [3-6]. При этом в [3] для режима сильного размерного квантования изучено влияние магнитного поля на оптическое поглощение в КТ и получены соответствующие правила отбора для оптических переходов.

Другим механизмом внешнего влияния на оптические свойства КТ является воздействие на систему электрического поля. Примечательным является то обстоятельство, что в случае цилиндрической КТ с прямоугольным бесконечно глубоким или параболическим ограничивающими потенциалами удается решить уравнение Шредингера аналитически, если электрическое поле направлено вдоль оси цилиндра.

В данной работе рассчитан коэффициент поглощения света, обусловленный прямыми переходами в цилиндрической КТ $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ при наличии электрического поля. При этом следует отметить, что для квантовой структуры из $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ в валентной зоне образуются зоны легких и тяжелых дырок, а также зона спин-орбитального расщепления. В связи с тем, что величина зоны спин-орбитального расщепления велика по сравнению с энергией размерного квантования, мы не будем обсуждать переходы из этой зоны в зону проводимости [7]. С другой стороны, так как зоны тяжелых и легких дырок квантуются по отдельности, мы будем изучать переходы между зоной тяжелых дырок (для этой зоны стандартный закон дисперсии носителей зарядов наиболее реалистичный) и зоной проводимости. Как будет отмечено ниже, полученные результаты могут быть легко перенесены на случай зоны легких дырок.

2. Рассмотрим две модели ограничивающего потенциала:

$$\text{a)}\qquad V_{conf}(\rho,\varphi,z)=\frac{\mu\omega_\rho^2\rho^2}{2}+\frac{\mu\omega_z^2z^2}{2},\ \omega_\rho\sim\frac{\hbar}{\mu\rho_0^2},\ \omega_z\sim\frac{\hbar}{\mu L_0^2},\tag{1}$$

где ρ_0 - радиус сечения цилиндра, L_0 - его толщина, ω_ρ,ω_z - соответствующие ограничивающие частоты;

$$\text{b)}\qquad V_{conf}(\rho,\varphi,z)=\frac{\mu\omega_\rho^2\rho^2}{2}+V_{zconf}(z),\tag{2}$$

$$V_{zconf} = \begin{cases} 0, & |z| < \dfrac{L_0}{2} \\ \infty, & |z| \geq \dfrac{L_0}{2}. \end{cases} \qquad (3)$$

Направив электрическое поле вдоль оси цилиндрической КТ (ось OZ) для энергетических уровней и волновых функций носителей заряда (НЗ), соответствующих первой модели ограничивающего потенциала КТ, можем записать [4]:

a) $$E_{N,n} = \hbar\omega_\rho(N+1) + \hbar\omega_z\left(n + \frac{1}{2}\right) - \frac{e^2\varepsilon^2}{2\mu\omega_z^{\ 2}}. \qquad (4)$$

$$\psi_1(\rho,\varphi,z) = f_1(\rho,\varphi)\chi_1(z), \qquad (5)$$

$$\chi_1(z) = \left(\frac{\mu\omega_z}{\pi\hbar}\right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}}\, e^{-[(\mu\omega_z)/(\hbar)](z-[(e\varepsilon)/(\mu\omega_z^{\ 2})])^2} H_n\left[\sqrt{\frac{\mu\omega_z}{\hbar}}\left(z - \frac{e\varepsilon}{\mu\omega_z^{\ 2}}\right)\right], \qquad (6)$$

$$f_{1N,m} = \frac{(-1)^{[(N-|m|)/2]}}{|m|!}\sqrt{\frac{\left(2\left(\frac{N+|m|}{2}\right)\right)!}{\left(\frac{N-|m|}{2}\right)!}}\left(\frac{\rho}{a_\rho}\right)^{|m|} e^{im\varphi}\cdot e^{[(\rho^2)/(2a^2_{\ \rho})]}\ {}_1F_1\left(-\frac{N-|m|}{2}, |m|+1; \frac{\rho^2}{a_\rho^{\ 2}}\right), \qquad (7)$$

$a_\rho = \sqrt{\hbar/\mu\omega_\rho}$, ${}_1F_1(a,b;x)$ - вырожденная гипергеометрическая функция первого рода, m - магнитное квантовое число, N - главное квантовое число, $H_n(x)$ - полином Эрмита, n - квантовое число, описывающее состояние электрона в направлении OZ, $\vec{\varepsilon}$ - напряженность электрического поля, e - заряд НЗ, μ - эффективная масса НЗ (в GaAs для электрона $\mu_e = 0.067m_0$, для тяжелой дырки $\mu_h = 0.5m_0$, где m_0 - масса свободного электрона).

b) Во втором случае энергетические уровни и волновые функци НЗ в цилиндрической КТ (здесь тоже предполагается, что поле направлено вдоль оси цилиндра OZ) имеют вид [4]

$$E_{2,N,n} = \hbar\omega_\rho(N+1) + E_{nz}, \tag{8}$$

$$\psi_2(\rho,\varphi,z) = f_1(\rho,\varphi)\chi_2(z), \tag{9}$$

где

$$\chi_2(z) \equiv \chi_2(\zeta) = C_1 Ai(\zeta) + C_2 Bi(\zeta), \tag{10}$$

$$E_{nz} = -\left(\left(\frac{2\mu}{(e\hbar\varepsilon)^2} \right)^{-1/3} \cdot \zeta + e\varepsilon z \right), \tag{11}$$

где $f_1(\rho,\varphi)$ определяется выражением (7), $E_{(nz)}$ определяет энергию n-ого состояния под действием $\vec{\varepsilon}$, ζ определяется из граничных условий равенства нулю волновой функции $\chi_2(\zeta)$ в точках $(-[L/2];[L/2])$, Ai,Bi - функции Эйри I и II родов, C_1,C_2 - нормировочные постоянные.

Перейдем к изучению поглощения света в рассматриваемых системах. Для вычисления коэффициента прямого межзонного поглощения света при его нормальном падении на рассматриваемую квантовую структуру воспользуемся выражением, приведенным в работе [1]:

$$K = B \sum_{vv'} \left| \int_V \Psi^h{}_{v'} \Psi^e{}_v \, d^3r \right|^2 \delta(\Delta - E_v - E_{v'}), \tag{12}$$

где $v\{m,n,N\}$, $v'\{m',n',N'\}$ - набор квантовых чисел, соответствующих электрону и тяжелой дырке ($\mu_e \ll \mu_h$), B - величина, пропорциональная квадрату модуля матричного элемента дипольного момента, взятого на блоховских функциях, $\Delta = \hbar\omega - \varepsilon_g$, ω - частота падающего света, ε_g - ширина запрещенной зоны массивного полупроводника из GaAs, который находится при тех же условиях, что и наш образец (для GaAs ε_g = 1.43 эВ). Подставляя выражения для волновых функций соответствующих случаев, имеем

$$K_1 = A \sum_{\substack{NN' \\ nn' \\ m}} \left| B^{nn'}_{NN'm} J^m_{NN'} I_{nn'} \right|^2 \delta\Bigg(\hbar\omega - \varepsilon_g - \Big(\hbar\omega_{\rho e}(N+1) + \hbar\omega_{ze}\left(n+\frac{1}{2}\right) - \frac{e^2\varepsilon^2}{2\mu_e\omega_{ze}^2} +$$

$$+ \hbar\omega_{\rho h}(N'+1) + \hbar\omega_{zh}\left(n' + \frac{1}{2}\right) - \frac{e^2\varepsilon^2}{2\mu_h\omega^2_{zh}}\Big)\Bigg), \tag{13}$$

где $B^{nn'}_{NN'm}$ - постоянная, которая определяется из условия нормировки волновых функций, а $J^m_{NN'}$ и $I_{nn'}$ определяются выражениями

$$J_{NN'}^{m}=\Gamma(|m|+1)\left(\frac{a_{\rho e}^{2}+a_{\rho h}^{2}}{2a_{\rho e}^{2}a_{\rho h}^{2}}\right)^{\frac{N+N'+2}{2}}\left(\frac{a_{\rho e}^{2}-a_{\rho h}^{2}}{2a_{\rho e}^{2}a_{\rho h}^{2}}\right)^{\frac{N-|m|}{2}}\left(\frac{a_{\rho h}^{2}-a_{\rho e}^{2}}{2a_{\rho e}^{2}a_{\rho h}^{2}}\right)^{\frac{N'-|m|}{2}}\times$$

$$\times{}_2F_1\left(-\frac{N-|m|}{2},\frac{N-|m|}{2},|m|+1;-\frac{4a_{\rho e}^{2}-a_{\rho h}^{2}}{\left(a_{\rho e}^{2}-a_{\rho h}^{2}\right)^{2}}\right), \tag{14}$$

$$I_{nn'}=\int_{-\infty}^{\infty}e^{\frac{\mu_e\omega_{ze}}{\hbar}\left(z-\frac{e\varepsilon}{\mu_e\omega_{ze}^{2}}\right)}e^{-\frac{\mu_h\omega_{zh}}{\hbar}\left(z+\frac{e\varepsilon}{\mu_h\omega_{zh}^{2}}\right)^{2}}H_n\left[\sqrt{\frac{\mu_e\omega_{ze}}{\hbar}}\left(z-\frac{e\varepsilon}{\mu_e\omega_{ze}^{2}}\right)\right]\times$$

$$\times H_{n'}\left[\sqrt{\frac{\mu_h\omega_{zh}}{\hbar}}\left(z+\frac{e\varepsilon}{\mu_h\omega_{zh}^{2}}\right)\right]dz. \tag{15}$$

Для порога поглощения имеем

$$\hbar\omega_{00}=\varepsilon_g+\hbar(\omega_{\rho e}+\omega_{\rho h})+\frac{\hbar(\omega_{ze}+\omega_{sh})}{2}-\frac{e^{2}\varepsilon^{2}}{2}\left(\frac{1}{\mu_e\omega_{ze}^{2}}+\frac{1}{\mu_h\omega_{zh}^{2}}\right). \tag{16}$$

Во втором случае

$$K_2=A\sum_{\substack{NN'\\nn'\\m}}\left|T_{nn'}D_{NN'm}^{nn'}I_{NN'}^{m}\right|^{2}\delta(\hbar\omega-\varepsilon_g-\hbar\omega_{\rho e}(N+1)-\hbar\omega_{\rho h}(N'+1)-E_{nz}^{e}-E_{n'z}^{h}), \tag{17}$$

$$T_{nn'}=\int_{-[L/2]}^{[L/2]}\chi_{1n}(z)\chi^{*}_{1n'}(z)dz, \tag{18}$$

откуда следует, что

$$\hbar\omega_{01}=\varepsilon_g+\hbar\omega_{\rho e}+\hbar\omega_{\rho h}+E_{nz}^{e}+E_{n'z}^{h}. \tag{19}$$

3. С самого начала остановимся на правилах отбора, имеющих место при прямых оптических переходах электрона из зоны тяжелых дырок в зону проводимости. Согласно выражениям (13) и (17) для K_1 и K_2 в радиальном направлении (плоскость XOY) эти правила имеют вид $m=-m'$. Что касается направления OZ, то в случае наложения электрического поля вдоль этой оси переходы могут иметь место между уровнями с произвольными n и n', в то время как при отсутствии поля эти переходы для случая a) имеют место между уровнями одинаковой четности, а для случая b) между уровнями с одинаковыми квантовыми числами $n=n'$ [6,7]. Иначе говоря благодаря наложению электрического поля эти правила отбора исчезают.

Теперь особо остановимся на одном важном обстоятельстве, связанном со спецификой оптических межзонных переходов, когда они имеют место между зонами тяжелых дырок и проводимости. Как указано в [7], в отсутствие поля при падении на рассматриваемую структуру электромагнитной волны, электрическая компонента которой перпендикулярна плоскости сечения цилиндра, переходы между указанными зонами запрещены. Объясняется это тем, что в зоне проводимости быстроосциллирующая часть волновой функции в Г-точке имеет симметрию S-типа (орбитальный момент равен нулю), поэтому проекция полного момента импульса электрона на нормаль к плоскости сечения цилиндра в зоне проводимости равна $\pm 1/2$, а в зоне тяжелых дырок $\pm 3/2$. Но фотон, электрическое поле которого направлено по нормали к плоскости сечения цилиндра, обладает нулевой проекцией момента импульса на эту нормаль. Поэтому испускание и поглощение такого фотона при переходах электрона между зонами проводимости и тяжелых дырок запрещено законом сохранения момента импульса. Что касается правил отбора для оптических переходов из подзон легких дырок, то они более просты, и для них такого ограничения нет.

Ясно, что при воздействии на систему внешнего стационарного однородного электрического поля (направленного вдоль оси цилиндра) требовать сохранения проекции полного момента импульса на ось цилиндра уже не приходится. Поэтому вышеуказанное ограничение для тяжелых дырок, имеющее место в отсутствие поля, уже снимается.

На рис. 1 приведены графики зависимостей граничных частот поглощения от радиуса КТ при фиксированных значениях $F = 0.007$ ($\varepsilon = 350$ В/см) и $L = 4.5$ ($L_0 = 60$Å)) (в единицах $W = \hbar\omega/\varepsilon_g$, $F = \sqrt{e^2\varepsilon^2\hbar^2/\mu_e\varepsilon_g^3}$, $L = \sqrt{\mu_e L_0^2\varepsilon_g/2\hbar^2}$, $R = \sqrt{\mu_e\rho_0^2\varepsilon_g/2\hbar^2}$. Сразу отметим, что случаю бесконечно высоких прямоугольных стенок в направлении OZ соответствует более высокий порог поглощения (в дальнейшем прерывистая линия соответствует случаю прямоугольных бесконечно высоких стенок, а непрерывная линия параболическому случаю). Это объясняется тем обстоятельством, что мы в выражениях $\omega_{\rho e(h)} = \gamma\hbar^2/\mu_{e(h)}\rho_0^{\ 2}$, $\omega_{le(h)} = \gamma\hbar^2/\mu_{e(h)}L_0^{\ 2}$ значение γ приняли (как и во всех остальных графиках) равным единице. При увеличении радиуса сечения цилиндра $2.25 \le R \le 5.5$ (30Å $\le \rho_0 \le$ 75Å) кривые опускаются, что является следствием ослабления вклада размерного квантования в энергию НЗ, иными словами уменьшается эффективная ширина запрещенной зоны.

На рис.2 представлены зависимости пороговых частот поглощения от высоты цилиндрической КТ L при фиксированных значениях $R = 4.5$($\rho_0 = 60$Å) и $F = 0.002$($\varepsilon = 100$ В/см). Из рисунка видно, что с увеличением L кривая, соответствующая случаю параболической аппроксимации, более чувствительна к изменению высоты КТ. Здесь также с увеличением L, т.е. с уменьшением вклада размерного квантования, порог поглощения уменьшается.

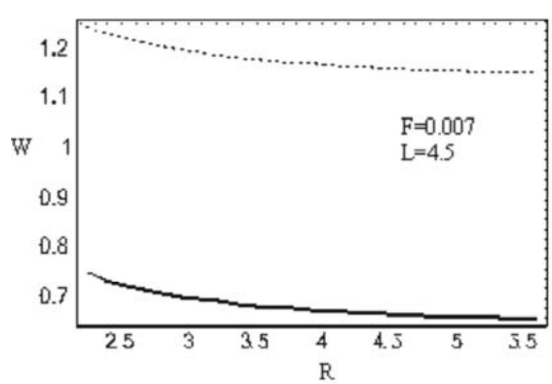


Рис.1

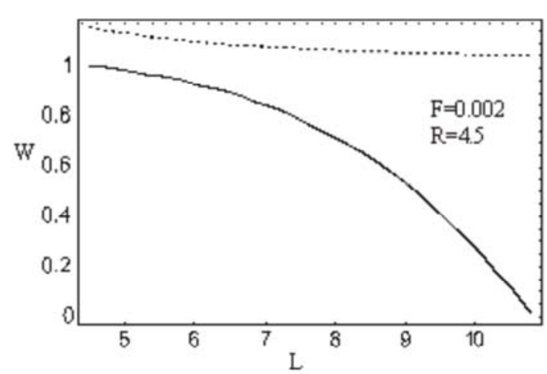


Рис.2

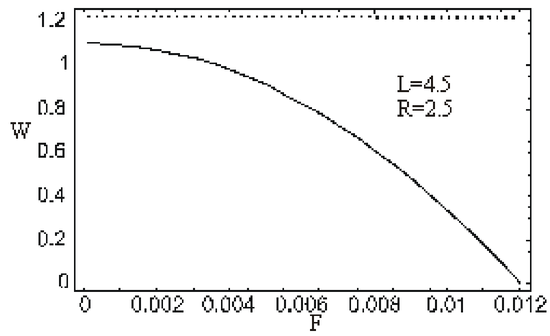


Рис. 3

Зависимость пороговой частоты от величины поля при фиксированных значениях R = 2.5(ρ_0 = 3.3Å) и L = 4.5(L_0 = 60Å) дана на рис. 3. Как и следовало ожидать, увеличение поля ($10 \le \varepsilon \le 600$В/см) приводит к уменьшению эффективной ширины запрещенной зоны, вследствие чего кривые опускаются. При этом кривая, соответствующая параболическому ограничивающему потенциалу, изменение поля чувствует гораздо сильнее. Отметим, что приведенные кривые соответствуют переходу из основного состояния зоны тяжелых дырок в основное состояние зоны проводимости.

Отметим также, что поглощение электромагнитной волны в гетероструктуре с одной КТ незначительно, поскольку электроны, ответственные за поглощение, локализованы в слое, очень узком по сравнению с областью локализации волны. Поэтому в экспериментах необходимо использовать гетероструктуры с большим числом КТ.

Наконец особо хочется остановиться на особенностях поведения электрона в цилиндрической КТ под действием однородного электрического поля для второй модели ограничивающего потенциала. Согласно работе [8] поведение возбужденных энергетических уровней электрона имеет, в зависимости от напряженности поля, немонотонный характер. А именно, при сравнительно малых значениях поля согласно [8] уровни поднимаются, однако при дальнейшем увеличении поля они начинают опускаться. Авторы объясняли этот эффект поведением квадрата амплитуды волновой функции в зависимости от величины накладываемого поля. Однако такое поведение энергетических уровней носит чисто формальный характер и обусловлено выбором системы отсчета (в данном случае начало отсчета связано с серединой КТ). Можно показать, что выбирая начало отсчета не в середине цилиндра, а на одном из его оснований, это немонотонное поведение исчезнет[1]. Ясно, что в реально измеряемых физических параметрах такая немонотонность никак не должна проявляться. Именно об этом свидетельствуют приведенные графики зависимостей пороговых частот, ход которых является исключительно монотонным.

Данная работа выполнена в рамках национальной программы "Полупроводниковая наноэлектроника" и международного гранта INTAS # 0175WP.

[а]Ереванский государственный университет

[б]Российско-Армянский (Славянский) государственный университет

Литература

1. *Эфрос Ал. Л., Эфрос А. Л.* - ФТП. 1982. Т. 16. С. 772.
2. *Андреев А. Д., Липовский А. А.* - 1999. ФТП. Т. 33. С. 1450.
3. *Atoyan M. S., Kazaryan E. M., Sarkisyan H. A.* - Phys. 2004. E. V. 22. P. 860.
4. *Sarkisyan H. A.* - Modern Phys. Lett. B. 2002. V. 16. P. 835.
5. *Martinez-Pastor J. et al.* - Phys. E. 2003. V. 17. P. 46.
6. *Sarkisyan H. A.* - Modern Phys. Lett. B. 2004. V. 18. P. 443.
7. *Демиховский В. Я., Вугальтер Г. А.* Физика квантовых низкоразмерных структур. М. Логос. 2000.
8. *Matsuura M., Kamizato T.* - Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 8385.

Footnotes:

[1]Отметим, что внимание авторов на это обстоятельство обратил Л. С. Петросян.

Ակադեմիկոս Է. Մ. Ղազարյան, Մ. Ս. Աթոյան, Հ. Ա. Սարգսյան

Միջգոտիական օպտիկական կլանումը գլանային կտրվածքով քվանտային կետերում էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ

Ուսումնասիրված է լույսի միջգոտիական օպտիկական ուղիղ կլանումը գլանային կտրվածքով քվանտային կետերում էլեկտրական դաշտի առկայությամբ: Դիտարկված է սահմանափակող պոտենցիալի երկու դեպք: Հաշվված են համապատասխան կլանման գործակիցները: Կատարված են կլանման շեմային հաճախությունների գրաֆիկական համեմատություններ:

УДК 548.0:539.27

Р. Т. Малхасян

Новые принципы создания наноразмерных материалов и структур, синтез нового класса аморфных наноразмерных материалов - однокомпонентных металлов

(Представлено академиком А. А. Манташяном 18/III 2004)

Преодоление активационного барьера практически любого химического превращения, как правило, осуществляется за счет тепловой энергии или температуры реагентов, и поэтому константа скорости данного процесса К имеет экспоненциальную аррениусовскую зависимость и растет с температурой. Однако, как следует из физики атомных столкновений, увеличение кинетической энергии сталкивающихся частиц приводит к уменьшению сечения взаимодействия. Ситуация существенным образом меняется при привлечении внутренней энергии взаимодействующих частиц для преодоления активационного барьера реакции.

Первые же эксперименты с пучками неравновесных колебательно возбужденных ионов [1,2], а также с возбужденными молекулами [3,4] показали, что сечение взаимодействия или константа скорости реакции, особенно в эндотермических процессах, возрастает до 10^4 и более раз, так как взаимодействие можно проводить при очень малых кинетических энергиях, увеличивая время и вероятность взаимодействия до максимума. Учитывая, что время столкновения в различных газообразных системах при атмосферном давлении порядка $10^{-6} \div 10^{-7}$ с, становится ясным, что для этих целей в качестве энергии возбуждения возможно лишь применение метастабильных и колебательных уровней энергии с достаточной продолжительностью жизни.

Проблема заключается в том, что основные широко распространенные в природе молекулы N_2, O_2, H_2 и т.п., как и все другие гомоядерные молекулы, а также симметричные молекулы типа CH_4, C_6H_6 и т.п. не имеют собственного дипольного момента и поэтому обычным оптическим поглощением соответствующего кванта энергии возбудить их невозможно. Предложенный нами новый, сравнительно простой способ возбуждения таких бездипольных молекул [5] на различные квантовые уровни позволяет создать предпосылки для разработки новой неравновесной технологии проведения различных процессов. Для того чтобы отличить эти процессы от других, наиболее близких к ним, например, процессов в плазмохимической технологии, она получила название квантово-химической технологии (КХТ) [6,7].

Квантово-химическая технология отличается тем, что в отличие, например, от плазмохимической технологии здесь взаимодействие обеспечивают неравновесные молекулы с возможно низкой тепловой энергией. Заметим, что в плазмохимической технологии, наоборот, основным фактором является именно высокая температура реагентов, достигающая

$5000^{o}C$ и более [8]. В КХТ реагенты, имея комнатную энергию на поступательных степенях свободы, могут обладать на внутренних степенях свободы энергией до 20 $000^{o}C$ и более, на соответствующих колебательных уровнях [9].

В последние годы в КХТ стало возможным использовать и другие формы нетепловой неравновесной энергии, например, "Grain Boundary Energy", возникающую в различных наноразмерных системах [10]. Следует отметить, что поскольку бездипольные молекулы, не имея оптических переходов, не имеют также и удобных методов их наблюдения, нам вначале потребовалось создать специальные пучковые установки [11] и методы наблюдения и измерения энергии их возбуждения [9] для определения оптимальных условий генерации таких возбужденных молекул. Применение неравновесной КХТ приводит к созданию наноразмерных порошков, в том числе впервые синтезируются однокомпонентные металлы в аморфном состоянии.

Как известно, до появления КХТ основным и практически единственным методом получения аморфных металлов являлось быстрое охлаждение, "закалка" расплавов металлов со скоростями порядка 10^{6} град/с. Однако такими способами закалки жидкостей однокомпонентные металлы в аморфном состоянии получить невозможно, так как из-за их очень малой вязкости требуется повышать скорость закалки до 10^{10}–10^{13} град/с, что практически неосуществимо [12]. Существующими и достаточно изученными в аморфном состоянии являются различные сплавы металлов (желательно с каким-либо хотя бы одним стеклообразующим элементом, например, FeB, FeBSi и т.п.). Однокомпонентные аморфные металлы типа Mo, W и др. в аморфном состоянии были синтезированы впервые именно методом КХТ[1].

Основные эксперименты проводились в скрещенном прокачиваемом реакторе, который предварительно откачивался до давления 10^{-4} Торр. В одном направлении встряхиванием наклонного реактора подавались исходные порошки, например, оксидов металлов - MeO (MoO_3, WO_3 и т.п.), а в перпендикулярном направлении прокачивалась газовая смесь водорода с активирующими добавками. В области скрещения реактора производилось возбуждение молекул водорода в низкотемпературной плазме за счет использования элементарного акта перезарядки. Из практических соображений с целью увеличения концентрации возбужденных молекул нами в основном использовались молекулы водорода, возбужденнные на третий колебательный уровень с энергией 1.5 эВ. Такая величина энергии, как правило, была достаточной для восстановления основных имеющихся в природе оксидов металлов. В зоне пересечения реактора при комнатной температуре осуществляется реакция $MeO + H_2(v) \rightarrow Me^* + H_2O$, где Me^* - металл в наноразмерном аморфном состоянии. Образующиеся при этом пары воды откачивались вместе с другими газообразными реагентами и выводились из зоны реакции.

Получаемые таким образом атомы металла также оказываются при комнатной температуре, которая и определяет их дальнейшее фазовое состояние. Определение элементного и фазового состава полученных металлов Me^* являлось очень сложной самостоятельной задачей, которая была решена с помощью совмещения термогравиметрических исследований на венгерском дериватографе МОМ 1500 фирмы Перкин Элмер с вакуумным прогревом металлического продукта до его кристаллизации. Дальнейшее определение состава полученного металла производилось с помощью обычного рентген-дифрактометра ДРОН-3. Для определения величины зерна и структуры полученных наноразмерных материалов использовался также просвечивающий электронный микроскоп BS-500 фирмы Тесла с ускоряющим напряжением 90 кВ и разрешающей способностью 3-5 Å. Применение электронных пучков в идентификации и исследовании наноразмерных материалов также имеет свои особенности, определяемые тем, что при воздействии пучка наноматериалы, а наноаморфные порошки металлов в особенности, активно взаимодействуют с ним, преобразуя образцы и в ряде случаев обнаруживая новые неожиданные данные относительно структуры наноразмерных систем и возможностей КХТ [13-15] по их синтезированию.

Поскольку колебательно возбужденные молекулы водорода обрабатывали и восстанавливали лишь поверхность исходных оксидов, то процесс обработки требовалось проводить многократно, и при этом рентген-спектр данного материала непрерывно понижался, в некоторых случаях до полного исчезновения, как показано на рис.1. В некоторых случаях наблюдалось появление широкого гало на углах соответствующего металла с полушириной рентген-пика 4 ± 1 угловых градуса, что соответствовало размерам зерна ≈ 3 ÷ 4 нм, вычисленным по формуле Шерера [25].

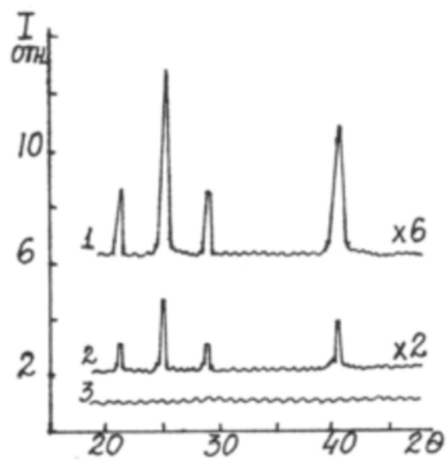


Рис. 1

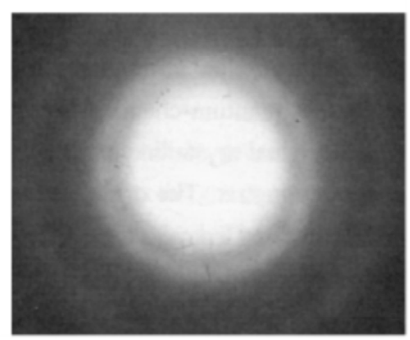


Рис. 2

Такая же, и даже меньшая, величина зерна регистрировалась на электронном микроскопе при электростатическом распаде наблюдаемых агломератов данного вещества. Причем если при этом повышается интенсивность электронного пучка, то образующийся из агломератов наноразмерный аморфный "песок" сразу же кристаллизуется, как бы "закипая" на глазах мгновенно. Картина дифракции из нормального, присущего аморфным состояниям гало (см. рис. 2) сразу же трансформируется в точечные рефлексы, соответствующие монокристаллам, или в тонкие кольца, соответствующие поликристаллам этих металлов.

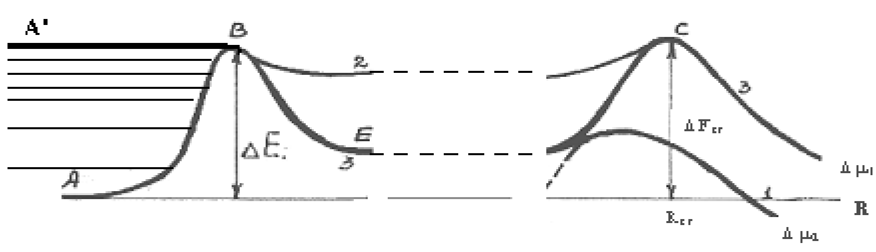
Истинно аморфные порошки, получаемые нами, при извлечении из реактора мгновенно загораются на воздухе, без какого-либо нагрева, окисляясь до MoO_2 в аморфном же состоянии.

Кристаллические аналогичные металлы, размельченные до таких же размеров, загораются лишь при достаточно высоком нагреве - до 300 ÷ 400^{o} С, а крупнозернистые частицы того же металла M_o на воздухе практически не загораются до ≈ 1000^{o}С.

Нами проводились и другие сравнительные изучения истинно аморфных и нанокристаллических (формально аморфных, с разрушенной некристаллической поверхностью) металлов в химическом синтезе высокотемпературных карбидов Mo и W, а также в катализе и в качестве наполнителей в различных полимерах [16,17]. Во всех случаях наноразмерные размельченные кристаллические металлы по своей активности резко уступали активности наноразмерных бесструктурных истинно аморфных металлов.

Применение добавок истинно аморфных наноразмерных порошков Mo в процессе полимеризации полифенил сульфидов позволило увеличить их износостойкость на порядок, тогда как добавки нанокристаллических порошков Mo примерно таких же размеров повышали износостойкость всего лишь на 20-30% [18]. Схожесть наших наноаморфных металлов с "замороженным газом" проявляется также и в том, что в процессе синтеза часть материала уносится потоком газов даже при незначительной скорости потока в 10^{-2} лТорр/с. Летучесть порошков является очень важным свойством полученных нами металлов, так как таким образом решается задача транспорта и нанесения наночастиц на различные подложки в нанотехнологии.

Наблюдаемые существенные отличия в свойствах и технологии полученных нами аморфных металлов и известных кристаллических и аморфных металлов требовали введения новых определений и понятий аморфности. Возникла необходимость пересмотреть определения аморфности, основанные на сравнении с замороженной жидкостью с достаточно протяженным понятием ближнего порядка до 10 ÷ 18 А [19,20]. Пришлось вводить новое определение для синтезированных нами истинно аморфных порошков в виде сконденсированных бесструктурных аморфных систем и вернуться к определению "frozen-gas", которое ранее обсуждалось в [21,22], но было отклонено. Обоснование данного вывода иллюстрируется рисунками активационных барьеров (рис. 3, а, б).



а б

Рис. 3

Как отмечалось выше, в КХТ неравновесные процессы осуществляются за счет колебательной квантовой или других видов внутренней энергии, в условиях возможно низкой температуры. Поэтому активационный барьер химического превращения (рис.3, а) преодолевается не по траектории ABE (за счет тепловой энергии величиной ΔE), а по по траектории A'BE, без дополнительной тепловой энергии (за счет энергии колебательного возбуждения), и в случае эндотермических процессов восстановления оксидов, например, MoO_3 и WO_3, продукты реакции - свободные атомы металлов Mo и W приобретают комнатную температуру, не превышающую $50 \pm 20^{o}C$. На рис.3, б представлен активационный барьер кристаллического зародышеобразования [23], который в отличие от первого барьера (рис. 3, а) не может быть преодолен за счет других видов энергии, кроме равновесной тепловой энергии, так как это та энергия, которую необходимо иметь полученным атомам данного металла для создания подвижности, диффузии и сближения этих атомов с целью создания кристалличекого эмбриона с размерами большими, чем критический размер эмбриона R_{cr} (см. рис. 3, б). Считается, что эта энергия расходуется на создание поверхностной энергии кристалла [23]. При меньших энергиях газ в системе не может конденсироваться и должен снова "откатиться" от барьера в газовое состояние, а при обладании достаточной энергией атомы переходят барьер, создавая кристаллическую фазу, при этом их равновесный размер должен быть больше критического размера R_{cr}.

Таким образом, наноразмерность и аморфность вытекают естественным образом из данной технологии. Очевидно, что для замороженных атомов, имеющих комнатную температуру, величина $\Delta\mu$ намного меньше и величина активационного барьера оказывается достаточно большой, как и величина критического размера R_{cr}. В литературе имеются данные по R_{cr} для кремния и германия, которая составляет величину порядка 1.5-2.0 нм [24], а величина барьера для перехода аморфного германия в кристаллическое состояние соответствует температуре $T = 500$ K [25], при температуре его плавления $T = 1000$ K. Можно сказать, что, как правило, величина барьера для перехода в кристаллическое состояние ΔF_{cr} на рис. 3, б составляет величину порядка половины температуры плавления данного вещества. С уменьшением величины зерна температура перехода в кристаллическое состояние, по-видимому, уменьшается; для наших аморфных бесструктурных порошков вольфрама и молибдена она понижается до $T_{cr} \geq 1000 \div 1100$ K.

Из сказанного следует, что "замороженными" оказываются атомы металлов или других продуктов неравновесных КХТ процессов, температура движения или энергия которых меньше соответствующего последующего активационного барьера критического кристаллического зародышеобразования. Совокупность таких бесструктурных атомов можно назвать также истинно аморфным состоянием или сконденсированным газом. Однако несомненно то, что такие наноаморфные порошки по своей микроструктуре и свойствам отличаются от замороженных жидкостей и нанокристаллических порошков с разрушенной поверхностной структурой, вследствие чего и требовалось ввести соответствующее уточнение в определение аморфных веществ. Данное утверждение было обсуждено и принято на международном симпозиуме сообщества материаловедов - Material Research Society в 2003 г. специалистами по аморфным металлам [26]. Можно применить также название "аморфное состояние сконденсированного газа" данного вещества, в отличие от известной конденсации газа в жидкость и затем в кристаллическое состояние.

Обнаруженное нами явление конденсации атомов тугоплавких металов в твердую фазу при комнатной температуре минуя жидкое состояние, привело к созданию нового класса наноаморфных металлов (для сравнения отметим, что конденсация атомов при температуре порядка 20 нано Кельвин является Бозе- Эйнштейн конденсацией, при которой проявляются квантовые свойства материала).

Разработанная нами неравновесная КХТ, позволяющая отказаться от теплового нагрева реагентов, дает возможность создать новый класс наноразмерных аморфных металлов. Определение аморфных металлов (сплавов) как "замороженная жидкость" с наличием ближнего порядка до 1.8 нм не может быть применимо к ним, так как наблюдаются качественно различные физико-химические и микроструктурные отличия между ними. Применительно к этим впервые полученным нами материалам предложено новое определение аморфных бесструктурных материалов как конденсированный или "замороженный газ" в аморфном состоянии. Закаленные аморфные расплавы металлов, в отличие от наших материалов, как и ранее, можно называть "замороженными жидкостями" в аморфном состоянии.

Выражаю благодарность академику А. А. Манташяну за подробное обсуждение представленной работы и полезные замечания.

Научно-производственное предприятие "АТОМ"

Литература

1. *Малхасян Р. Т., Журкин Е. С., Туницкий Н. Н.* - Тезисы докл. 6-ой Всесоюзн. конф. по физике электронных и атомных столкновений. 1975. Тбилиси. С. 177.

2. *Малхасян Р. Т., Журкин Е. С., Туницкий Н. Н.* - Химия высоких энергий. 1977. Т. 11. N6. С. 400-402.

3. *Бокун В. И., Чайкин А. М.* - ДАН СССР. 1975. Т. 223. N4. С. 890.

4. *Light G. C.* - J. Chem. Phys. 1978. V. 68. P. 2831-2836.

5. *Малхасян Р. Т., Мовсесян Г. Л. и др.* Способ Малхасяна-Мовсесяна получения колебательно-возбужденных бездипольных молекул. Авторское свидетельство 18186189 СССР// БИ 1990 г. N2. С. 20.

6. *Малхасян Р. Т., Агабабян Э. В., Караханян Р. К.* - Химическая физика. 1995. Т. 15. N10. С. 8-16.

7. *Malkhasyan R. T. Grigoryan S. L.* - Ceramic Transaction. 1996. V. 94. P. 77-82.

8. Плазмохимические процессы. Под ред. Л. С. Полака. М. Наука. 1979.

9. *Малхасян Р. Т., Мовсесян Г. Л., Потапов В. К.* - Химия высоких энергий. 1992. Т. 26. N1. С. 3.

10. *Малхасян Р. Т.* Способ создания аморфных металлов. Патент Армении N 828. 2000 г.

11. *Малхасян Р. Т., Мовсесян Г. Л.* - ПТЭ. 1991. N4. С 176.

12. *Судзуки К., Фудзимори Х., Хасимото К.* Аморфные металлы. М. Металлургия. 1987. 328 с.

13. *Малхасян Р. Т., Караханян Р. К., Назарян М. Н., Чангмо Санг.* - Кристаллография. 2003. Т. 48. N3. С. 558-561.

14. *Malkhasyan R. T., Karakhanyan R. K, Nazaryan M. N., Changmo Sung* - Proceedings of MRS FALL MEETING. 1900. V. 703. P. 67-73.

15. *Малхасян Р. Т., Караханян Р. К., Назарян М. Н., Чангмо Санг* - Кристаллография. 2003. Т. 48. N3. С. 554-558.
16. *Малхасян Р. Т., Гарибян Т. А. и др.* - Метод получения активных катализаторов. Патент Армении и Патент PCT/AM01/00009 2001.
17. *Malkhasyan R. T. Krmoyan R., Kosyan V.* - Proceeding of MRS FALL MEETING. 2002. V. 734. P. 168-173.
18. *Malkhasyan R. T., Pogosian A., Makaryan V., Isajanyan A.* - Proceedings of MRS FALL MEETING. 2003. V. 795. P. 273-279.
19. *Malkhasyan R. T.* - Proceeding MRS FALL MEETING.1996. V. 400. P.77-82.
20. *Ковнеристый Ю. К., Осипов Э. К., Трофимова Е. А.* - Физ.-хим. основы создания аморфных метал. сплавов. М. Наука. 1983. С. 145.
21. *Zhu X., Birringer R., Herr U., Gleiter H.* - Phys Rev. 1987. B 35. R. 9085.
22. *Gleiter H.* - Prog. Mater. Sci. 1989. V. 33. P. 223.
23. *Chernov A., Givargizov E., Bagdasarov Kh., Demjanec L., Kuznecov V., Lobachev A.* - Contemporaneous crystallography. 1980. V. 3. P. 51.
24. *Wolf D., Philphot S. R., Keblinski* - Proc. of MRS FALL MEETING. 1996. V. 400.
25. *Nanophase Materials, Sinthesis* - Properties - Applications. Ed. by Hajipanajis K. and Siegel R. Kluwer Acad.Pudl. 1994. p. 808.
26. *Malkhasyan R. T.* - Proc. of MRS FALL MEETING. 2003. V. 806. P. 176-181.

Footnotes:

[1]Часть вышеуказанных работ до 1992 г. проводилась в Институте химической физики НАН РА. Основные же работы в последующем были проведены в Научно-производственном предприятии "АТОМ".

Ռ. Տ. Մալխասյան

Նանոչափ նյութերի և կառուցվածքների ստեղծման նոր սկզբունքներ, նանոչափ ամորֆ նյութերի նոր դասի՝ միատարր մետաղների սինթեզ

Առաջին անգամ ստացվել են նանոչափ ամորֆ Mo, W և այլ մետաղներ: Նրանց հատուկ ֆիզիկա-քիմիական հատկություններից և ստացման նոր եղանակից բխող յուրահատկությունների պատճառով պահանջվել է վերանայել ամորֆության սահմանումը որպես “սառեցված հեղուկ”:

Այդ նոր նանոչափ ամորֆ մետաղների համար մտցված է իրենց համապատասխանող ամորֆության նոր սահմանում՝ “սառեցված գազ”, որը ընդունվել է միջազգային գիտական հանրության կողմից:

УДК 547. 855

Г. Г. Данагулян, Л. Г. Саакян, Г. А. Паносян, А. Д. Мкртчян

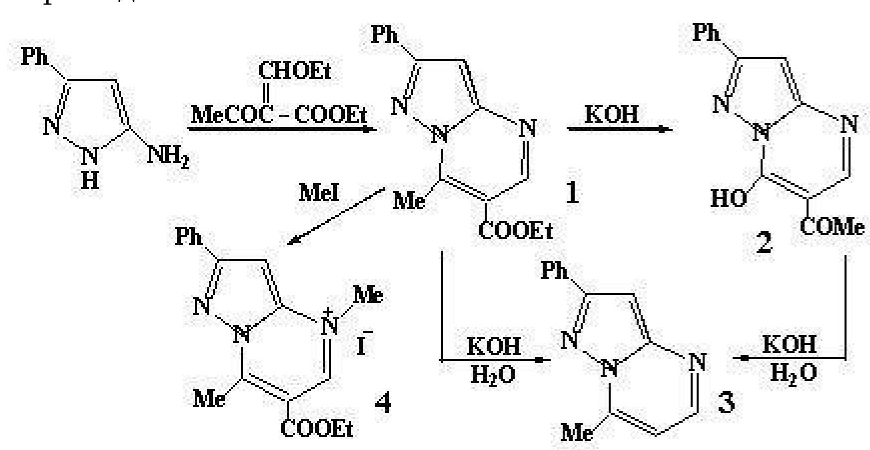
Двукратная рециклизационная перегруппировка производного пиразоло[1,5-a]пиримидина

(Представлено академиком В. В. Довлатяном 15/X 2004)

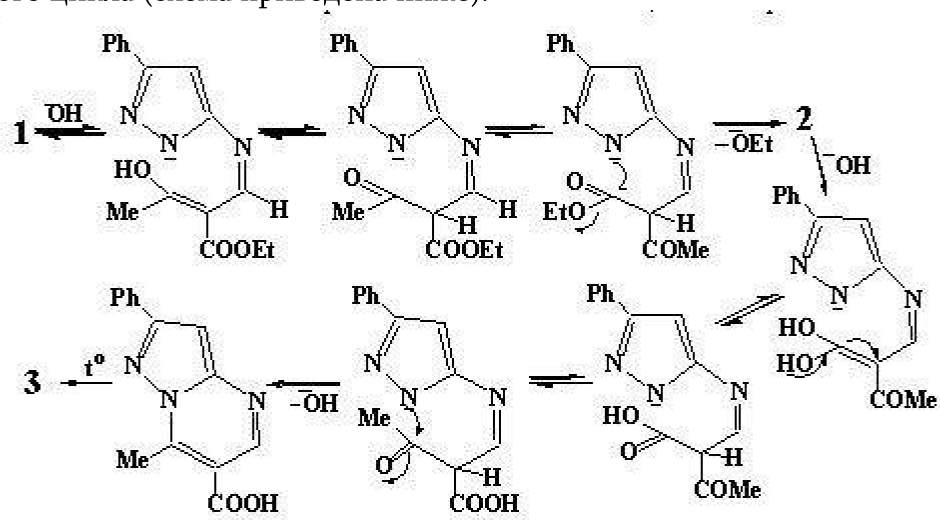
4-Метил- и 4-амино-5-этоксикарбонилпиримидины перегруппировываются, соответственно, в 4-окси-5-ацетил- и 4-окси-5-карбамоилпиримидины [1]. В настоящей работе мы исследовали превращения конденсированной системы - 2-фенил-6-этоксикарбонил-7-метилпиразоло-[1,5-a]пиримидина (1) под действием щелочи.

Конденсацией 3-амино-5-фенилпиразола с этиловым эфиром этоксиметиленацетоуксусной кислоты получен пиразолопиримидин **1**, который в спиртовом растворе КОН при комнатной температуре легко перегруппировывается в 2-фенил-6-ацетил-7-оксипиразоло[1,5-a] пиримидин (2). В более жестких условиях - при длительном кипячении соединений **1** и **2** в 15% водно-спиртовом растворе едкого кали, вместо ожидаемых производных пиразоло[3,4-b] пиридина (продуктов перегруппировки Коста-Сагитуллина [2]), нами выделен 2-фенил-7-метилпиразоло[1,5-a]пиримидин (3).

С целью выяснения расположения метильной группы в соединениях **1** и **3** (5 либо 7) был синтезирован йодметилат пиразолопиримидина **1**, которому на основании спектров ЯМР, снятых по методике NOESY, приписано строение соединения 4. В спектре отмечено дальнее взаимодействие протонов N-метильной группы как с протоном 3-H пиразольного кольца (что однозначно говорит об алкилировании по атому N-4), так и с протоном 5-H. Последнее, наряду с тем, что в спектре нет сигнала, свидетельствующего о взаимодействии протонов двух метильных групп (3.21 и 4.46 м.д.), доказывает факт нахождения метильной группы кольца в отдаленном от кватернизованного атома азота - 7-ом положении как в самом йодметилате 4, так и в пиразолопиримидинах **1** и **3**.



Отмеченная трансформация соединений **1** и **2** в соединение **3** является неординарной перегруппировкой, идущей через последовательную цепь процессов раскрытия и замыкания пиримидинового цикла (схема приведена ниже).



Спектры ЯМР были получены в Центре исследования строения молекул НАН РА (программа US CRDF RESC 17-5), на приборе Varian "Mercury 300" с резонансной частотой 300.077 МГц на ядре атома водорода и 75.46 МГц на ядре ^{13}C. Температура образцов 303К. Масс-спектры зарегистрированы на спектрометре МК-1321 с прямым введением образца в ионный источник и при энергии ионизации 70 eV. Для хроматографии в тонком слое использовали пластинки Silufol UV-254, проявляли парами йода и реактивом Эрлиха.

2-Фенил-6-этоксикарбонил-7-метилпиразоло[1,5-a]пиримидин (1).
Смесь 1.44 г (0.009 моля) 3-амино-5-фенилпиразола и 1.7 г (0.009 моля) этилового эфира этоксиметиленацетоуксусной кислоты в 10 мл абс. этанола перемешивают при комнатной температуре в течение 10 мин. Образовавшиеся кристаллы отфильтровывают при пониженном давлении и промывают ацетоном. Получают 2.5 г (99 %) соединения 1, т. пл. 146-147^{o}C, R_f 0.72 (бензол-ацетон, 3:1). Спектр ЯМР^{1}H ($CHCl_3$), δ, м.д., J (Гц): 1.43 (3H, m, J = 7,1, $CH_2\underline{CH_3}$); 3.29 (3H, с, 7 – CH_3); 4.43 (2H, к, J = 7,1, OCH_2); 7.05 (1H, с, 3 – H); 7.43 (3H, м, $3'$, $4'$ и $5'$ – H); 8.03 (2H, м, $2'$ и $6'$ – H); 8.97 (1H, с, 5 – H). Спектр ЯМР ^{13}C: 14.39 ($CH_2\underline{CH_3}$); 15.17 (7 – CH_3); 61.58 (CH_2); 94.97(C_3); 110.5 (C_6); 126.85 (C_3' и C_5'); 128.92 (C_2' и C_6'); 129.57 (C_4'); 132.5 (C_1'); 149.8 (C_7); 149.95 (C_{ipso}); 151.5 (C_2); 157.9 (C_5); 164.9 (C = O).

2-Фенил-6-ацетил-7-оксипиразоло[1,5-a]пиримидин (2).
Спиртовый раствор едкого кали, приготовленный из 0.23 г (0.004 моля) KOH и 10 мл абсолютного этанола, приливают к раствору 0.57 г (0.002 моля) соединения 1 в 15 мл спирта. Мгновенно наблюдается образование кристаллов, которые отфильтровывают, растворяют в минимальном количестве воды и подкисляют разбавленным раствором HCl до pH 6. Образовавшиеся кристаллы отфильтровывают, перекристаллизовывают из этанола и получают 0.34 г (67 %) соединения 2, т. пл. 262-263 ^{o}C, R_f 0.63 (этанол). Спектр ЯМР ^{1}H (DMSO – d_6) δ,

м.д.: 3.22 (3H, с, CH_3); 7.03 (1H, с, 3 – H); 7.41 (3H, м, 3′, 4′ и 5′ – H); 7.91 (2H, м, 2′ и 6′ – H); 8.85 (1H, с, 5 – H) ; 13.18 (1H, уш, OH). Спектр ЯМР ^{13}C (DMSO – d_6), δ, м.д.: 14.39 (CH_3); 93.87 (C_3); 110.67 (C_6); 126.11 ($C_{3'}$ и $C_{5'}$); 128.1 ($C_{2'}$ и $C_{6'}$); 128.58 ($C_{4'}$); 132.06 ($C_{1'}$); 144.26 (C_7); 149.63 (C_{ipso}); 149.92 (C_2); 156.41 (C_5); 165.55 (C = O). Масс-спектр, m/z ($I_{отн.\%}$: 253 (M^+,100), 252 (12), 236 (14), 209 (14), 208 (11), 144 (12), 142 (14), 127 (7), 77 (19), 67 (9), 28 (43).

2-Фенил-7-метилпиразоло[1,5-a]пиримидин (3). а) В 10 мл водно-спиртового раствора 1.1 г (0.002 моля) едкого кали растворяют 0.8 г (0.4 ммоля) ацетилпроизводного 2 и кипятят 20 ч. По окончании удаляют растворитель, остаток промывают бензолом, выделяя кристаллы соединения 3. Выход 100 мг (62%). Т.пл. 94-95 ^oC, R_f 0.65 (бензол-ацетон, 3:1). Спектр ЯМР ^1H ($CHCl_3$), δ, м.д., J (Гц): 2.85 (3H, *д*, J = 0,8, 7 – CH_3); 6.68 (1H, *д*. кв, J_1 = 0,8, J_2 = 4.5, 6 – H); 7.00 (1H, с, 3 – H); 7.43 (3H, м, 3′,4′ и 5′ – H); 8,05 (2H, м, 2′ и 6′ – H); 8.36 (1H, *д*, J = 4,5, 5 – H). Спектр ЯМР ^{13}C ($CHCl_3$), δ, м.д.: 17.40 (CH_3); 93.83 (C_3); 107.56 (C_6); 126.79 ($C_{3'}$ и $C_{5'}$); 128.93 ($C_{2'}$ и $C_{6'}$); 129.07 ($C_{4'}$); 133.24 ($C_{1'}$); 146.24 (C_5); 148.72 (C_7) 150.19 (C_{ipso}); 155,92 (C_2). Масс-спектр, m/z ($I_{отн.\%}$: 209 (M^+, 18); 208 (100); 207 (21); 194 (6); 94 (6); 84 (21); 82 (13).

б) Аналогично предыдущему, соединение 3 получают с выходом 57% также из этоксикарбонилпроизводного 1. По температуре плавления и хроматографической подвижности оно соответствует образцу, полученному встречным путем из ацетилпроизводного 2.

Получение йодида 2-фенил-4,7-диметил-6-этоксикарбонилпиразоло[1,5-a]-пиримидиния (4). В запаянной ампуле нагревают на водяной бане 3 мл метилйодида и 0.7 г (0.0025 моля) соединения 1. Через 4 ч ампулу вскрывают, выпаривают досуха растворитель и остаток промывают гексаном. Получают 0.98 г (93 %) йодида 4, т.пл. 250-251 ^oC. Спектр ЯМР ^1H (DMSO – d_6), δ, м.д., J (Гц): 1.48 (3H, m, J = 7.1, $CH_2\underline{CH_3}$); 3.21 (3H, с, 7 – CH_3); 4.46 (3H, с, N – CH_3); 4.51 (2H, кв, J = 7.1, OCH_2); 7.58 (3H, м, Ph); 8.03 (1H, с, 3 – H); 8.21 (2H, м, Ph); 9.74 (1H, с, 5 – H). Спектр ЯМР ^{13}C (DMSO – d_6), δ, м.д.: 14.43 ($CH_2\underline{CH_3}$; 17.71 (7 – CH_3); 43.81 (N – CH_3); 62.08 (CH_2); 90.41 (C_6); 107.18 (C_3); 126.81 ($C_{3'}$ и $C_{5'}$); 128.84 ($C_{2'}$ и $C_{6'}$); 130.31 ($C_{1'}$); 130.43 (C_4); 141.29 (C_{ipso}); 148.40 (C_5); 156.31 (C_7); 157.70 (C_2); 164.95 (CO).

Институт органической химии НАН РА

Литература

1. *Данагулян Г. Г., Мкртчян А. Д.* - ХГС. 2003. N 11. С. 1735-1737.
2. *Кост А. Н., Сагитуллин Р. С., Данагулян Г. Г.* - ХГС. 1977. N 4. С. 558-559.

Գ. Հ. Դանագուլյան, Լ. Գ. Սահակյան, Հ. Ա. Փանոսյան, Ա. Դ. Մկրտչյան

Պիրազոլո[1,5-a]պիրիմիդինի ածանցյալի կրկնակի ռեցիկլիզացիոն վերախմբավորում

Սենյակային ջերմաստիճանում, հիմքի սպիրտային լուծույթում, 2-ֆենիլ-6-էթօքսիկարբոնիլ-7-մեթիլպիրազոլո[1,5-a]պիրիմիդինը վերախմբավորվում է 2-ֆենիլ-6-ացետիլ-7-հիդրօքսիպիրազոլո[1,5-a]պիրիմիդինի: Ավելի խիստ պայմաններում՝ կալիումի հիդրօքսիդի 15%-ոց ջուր-սպիրտային լուծույթում եռացնելիս երկու պիրազոլո[1,5-a] պիրիմիդիններն էլ առաջացնում են 2-ֆենիլ-7-մեթիլպիրազոլո[1,5-a]պիրիմիդին:

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA
ДОКЛАДЫ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ REPORTS
Հատոր Том Volume 104 2004 № 4

ՋՐԱՅԻՆ ՌԵՍՈՒՐՍՆԵՐ

ՈՒԴԿ 551.444:556.18

Գ. Հ. Մարտիրոսյան

Երևան քաղաքի ջրամատակարարման համակարգի տնտեսական անվտանգության մի խնդրի մասին

(Ներկայացված է ակադեմիկոս Ֆ. Տ. Սարգսյանի կողմից 02/IV 2004)

ՀՀ ջրային օրենսգիրքը, «ջրամատակարարման համակարգ» հասկացության փոխարեն, ինչպես ներկայացված էր նախկին՝ մինչև 2002 թ. գործող օրենսգրքում, սահմանում է նոր հասկացություն՝ «ոչ մրցակցային ջրամատակարարման համակարգ՝ հիդրոտեխնիկական կառուցվածքների համակարգ, որի առաջնային նպատակը ջրերի ամբարումն է, խմելու ջրի մատակարարումը, կեղտաջրերի հեռացումն ու մաքրումը և ոռոգման ծառայությունների մատուցումը բնակչությանը և որի միջոցով մատուցվող ծառայությունները միակն են» [1]: Հայաստանի ջրամատակարարման համակարգի տնտեսական անվտանգության հայեցակարգի վերաբերյալ առաջարկված մի շարք դրույթներ [2] արդեն իսկ ընդունվել են և մաս են կազմում ջրային օրենսդրության: Մասնավորապես, ՀՀ ջրային նոր օրենսգիրքը հստակ տարանջատում է ջրային ռեսուրսների կառավարման ու պահպանության, ջրային համակարգերի կառավարման մարմինների և սակագնային քաղաքականություն իրականացնող անկախ հանձնաժողովի գործառույթները: Իրավական դաշտում իրականացված բարեփոխումները հնարավորություն են ընձեռում լուծելու մի շարք առաջնային խնդիրներ, որոնցից ամենակարևորներից մեկը՝ Երևանի շուրջօրյա ջրամատակարարման հիմնահարցն է: Վերջինիս իրականացումը պայմանավորված է տեխնիկական, իրավագիտական և տնտեսագիտական առկա բարդ խնդիրների համատեղ լուծման հնարավորությունով: Սույն հոդվածում կքննարկենք համակարգի տնտեսական անվտանգությանն առնչվող մի քանի խնդիրներ: Ինչպես և [2]-ում, այստեղ էլ, ոչ մրցակցային ջրամատակարարման համակարգի տնտեսական անվտանգության ապահովման տեսանկյունից առաջարկում ենք կիրառել [3]-ում նկարագրված և երկու խմբի բաժանված անվտանգության ցուցանիշների համակարգը: Ցուցանիշների առաջին խումբը արտահամակարգայինն է, որը ներառում է իր մեջ իրավիճակը իրավական և հարկային դաշտում, ներդրումային քաղաքականությունը, ջրի դեֆիցիտը, ջրի աղտոտվածության վիճակը, սպառողների վճարունակությունը և այլն: Երկրորդ խումբը ներհամակարգայինն է, որը ներառում է ջրի արդյունահանումը, տեղափոխումը, ամբարումը, բաշխումը, համակարգի տեխնիկական վիճակը և նրա կառավարման կառուցվածքային բաժանումը, հոսակորուստները, էլեկտրաէներգիայի օգտագործումը, դեբիտորական և կրեդիտորական պարտքերը և այլն: Մեր կարծիքով, տնտեսական անվտանգության ցուցանիշների ներհամակարգային խմբում անհրաժեշտ է ներառել նաև ջրերի հաշվառումը, որը տնտեսական անվտանգության ցուցանիշներից կարևորագույններից է: Մասնավորապես, Երևան քաղաքի ջրամատակարարման պարագայում ջրերի հաշվառման բացակայությունը տասնյակ տարիների ընթացքում հանգեցրել է նրան, որ բնակչությունը օրական մի քանի ժամից ավելի ջրամատակարարում չի ստացել, այն դեպքում, երբ քաղաք մուտք գործող ջրաքանակը կարող է բավարարել նմանատիպ երեք և ավելի սպառողների պահանջարկը: ՀՀ ջրային օրենսգրքի հոդված 19-ը սահմանում է. «Մատակարարվող ջրերի հաշվառումը իրականացվում է ջրաչափերի միջոցով, իսկ դրանց բացակայության դեպքում կիրառվում է կառավարության հաստատած ջրերի հաշվառման այլընտրանքային կարգը»: Միևնույն ժամանակ, նույն հոդվածով սահմանվում է, որ ջրաչափի անսարքության դեպքում, մինչև անսարքության վերացումը, ջրի հաշվառումը կատարվում է այնպիսի կարգով, որը հիմնվում է ջրօգտագործողի կողմից ջրի հնարավոր առավելագույն քանակի օգտագործման և ջրամատակարարի ծախսերի նվազագույն փոխհատուցման սկզբունքի վրա: Ջրերի հաշվառման ներդրումը «Երևանի ջրմուղ-կոյուղի» ՓԲ Ընկերությանը իրատեսական հնարավորություն է ընձեռնում ըստ էության առանձնացնելու (անկախացնելու) ջուրը արդյունահանելու, մինչև Երևան քաղաքի եզրագիծը ջուր տեղափոխելու (ճանապարհին գյուղական համայնքներին սպասարկելով) և Ընկերության մասնաճյուղերին հանձնելու, Երևան քաղաքում, մասնաճյուղերի կողմից, անհրաժեշտ քանակի և ճնշման ջուրը մինչև բազմաբնակարան շենքերի մուտքամասերի բաժանարարները հասցնելու և համատիրություններին ու այլ ջրօգտագործողներին հանձնելու գործառույթները: Սա Երևան քաղաքի շուրջօրյա ջրամատակարարման հիմնահարցի լուծման կարևորագույն քայլերից է, որի տնտեսագիտական բնութագիրը մեր կողմից ներկայացված է [4]-ում: Դա հնարավորություն կտա երկու և ավելի անգամ կրճատել հոսակորուստները, կարգավորել ճնշումները, կիսով չափ պակասեցնել ծախսվող էլեկտրաէներգիան, մինչ դեռ մինչև վերջերս, այս ճանապարհով գնալու փոխարեն, Երևան քաղաքին չբավարարող ջրաքանակի լրացման լուծումը տրվել է նոր աղբյուրների ընդգրկման և ջրագծերի կառուցման միջոցով, իսկ ջրամատակարարման հիմնահարցը շարունակում էր մնալ չլուծված:

Ջրերի հաշվառումը հնարավորություն է ընձեռնում լուծելու երկու կարևորագույն խնդիր՝ 1) անհատական հաշվառման առկայության և ցանկության դեպքում, լուծել սոցիալապես անվճարունակ սպառողներին հասցեագրված նպաստներ տալու հարցը, 2) բացառել չվճարումների դիմաց ջրազրկումը որպես պատժամիջոց կիրառելը: Ըստ ջրաչափի ցուցմունքի, ունենալով չվճարող ջրօգտագործողի կողմից ծախսած ջրաքանակի մեծությունը, խնդիրը կարող է լուծվել իրավական դաշտում: Այս առումով կպահպանվեն նաև ՄԱԿ-ի կողմից ընդունված բանաձևի դրույթները, ջրազրկումը որպես պատժամիջոց չկիրառելու վերաբերյալ:

Ջրային հիմնահարցերի և հիդրոտեխնիկայի ինստիտուտ

Г. А. Мартиросян

Об одной задаче экономической безопасности системы водоснабжения города Еревана

Обсуждаются некоторые проблемы экономической безопасности системы водоснабжения, которые подразделяются на две группы: внесистемные и внутрисистемные. Во внесистемную группу входят такие аспекты, как ситуация на правовом и налоговом поле, инвестиционная политика, дефицит воды, платежеспособность водопользователей и др. Во внутрисистемную группу входят: извлечение воды, техническое состояние системы, структурное подразделение, управление системой, утечка воды и т.п. Учет воды позволит разделить функции доставки воды от источника до водопользователя, в несколько раз сократить утечки, исключить отключение воды как метод наказания за неуплату.

Вышесказанное будет способствовать решению задачи круглосуточного водоснабжения в городе Ереване.

Գրականություն

1. *ՀՀ ջրային օրենսգիրք* - ՀՀ պաշտոնական տեղեկագիր. N 24 (199), 10. 06. 2002, 94 էջ:

2. *Թըրմաջյան Հ. Վ., Մարկոսյան Ա. Խ., Սիմոնյան Ա. Վ., Մելքոնյան Հ. Ֆ., Մկրտչյան Վ. Բ.* - ՀՀ ԳԱԱ Զեկույցներ, 2001, հ. 101, N 1, էջ 84-88:

3. *Агаджанов Г. К., Кашпур А. Д., Василенко С. Л.* - Материалы международного конгресса “ Вода: экология и технология”. М. ЭКВАТЕК. 2000. С. 641 - 642.

4. *Мартиросян Г. А., Оганесян А. Н.,Токмаджян О. В., Маркосян А. Х.* - Материалы международного конгресса “ Вода: экология и технология”. М. ЭКВАТЕК. 2004.

УДК 504

В. Л. Ананян, А. А. Степанян, А. А. Кюрегян, А. Г. Налбандян

О радиоактивности донных отложений Малого Севана

(Представлено чл.-кор. НАН РА А. А. Шагиняном 23/III 2004)

Озеро Севан - одно из самых крупных высокогорных пресноводных озер мира. С 1933 г. воды озера используются для ирригации и гидроэнергетики. Уровень воды в нем в настоящее время опустился на 18.6 м. Снижение уровня озера и усиление эрозионных процессов привели к изменению биохимического состава вод и нарушению его устойчивого экологического состояния. Началась эвтрофикация водоема.

Севанский бассейн и само озеро исследовались по многим научным направлениям [1-10]. Нашей задачей являлось изучение радиоактивности донных отложений озера и использование радионуклидов в качестве меток, с целью исследования палеорадиоэкологических особенностей озера Севан.

Отбор донных отложений произведен при помощи трубки Гоина, установленной на катере, зафрахтованном для данной цели у Гидрометслужбы Армении. Первая экспедиция состоялась в сентябре 2002 г. по Малому Севану. Пробы были взяты в трех пунктах. Зафиксированы координаты точек и глубина, с которой взяты пробы (табл. 1). После подъема и раскрытия трубок сверху вниз брались образцы: в пунктах 1 и 2 каждые 10 см, в пункте 3 - каждые 5 см.

Обработка образцов донных отложений проводилась в Лаборатории радиоэкологии ЦЭНИ НАН РА. Образцы были высушены при 70° С до постоянного веса и измельчены. Часть образцов была транспортирована в США для палеоэкологических исследований. Остальная часть оставлена в ЦЭНИ для проведения химических анализов и радиометрических определений.

Измерения активностей ^{40}K, ^{226}Ra, ^{210}Pb, ^{137}Cs проведены гамма-спектрометрическим методом в Департаментах океанографии Флоридского (ФГУ) и Луизианского (ЛГУ) гос. университетов (США), в Лаборатории радиоэкологии ЦЭНИ НАН РА, в Лаборатории охраны окружающей среды АрмАЭС, а также в Национальном институте радиационной защиты (НИРЗ) (Чешская Республика).

Калий сравнительно широко распространен в природе. Среднее содержание в земной коре - 2.6 %, а радиоактивный изотоп ^{40}K в естественной смеси изотопов калия составляет 0.0119%. Период полураспада ^{40}K - 1.13×10^{9} лет. Атомное отношение изотопов калия ^{40}K/^{39}K = 1/85000.

Концентрация ^{40}K (табл. 3) в пункте 1 в среднем несколько выше, чем в пункте 3. Надо отметить, что содержание калия в почвах Севанского бассейна колеблется в пределах 247-372 Бк/кг. Как видим, концентрация калия в донных отложениях находится в тех же пределах, что и в почвах.

Радий. Радиоактивный изотоп ^{226}Ra - один из дочерних продуктов распада ^{238}U, имеет период полураспада 1620 лет. При распаде испускает α-частицы (94.3%) и γ-излучение (5.7%). Содержание в почве составляет 1×10^{-10} вес.%.

Концентрация ^{226}Ra в донных отложениях пунктов 1, 2, 3 (табл. 2, 3) находится в пределах одного порядка - 55-22.6 Бк/кг. Содержание Ra в пункте 1 несколько выше, чем в других. По слоям отмечаются небольшие различия. В верхних слоях содержание Ra выше, с глубиной несколько уменьшается.

Надо отметить, что содержание Ra в почвах Севанского бассейна колеблется в пределах 36-77 Бк/кг, в среднем 56 Бк/кг [8], т.е. находится в тех же пределах, что и в донных отложениях озера.

Несмотря на различия в количественных показателях, полученных разными лабораториями, отмечается общая закономерность - содержание К и Ra относительно равномерно распределено по всей глубине колонок, несколько снижаясь с глубиной.

Радионуклид ^{210}Pb (период полураспада 22.3 года) относится к классу как воздушных, так и водных мигрантов. В воздушной среде передвижение ^{210}Pb связано с миграцией его материнского радионуклида ^{222}Rn - радона. ^{210}Pb достаточно быстро оседает на аэрозоли и пылевые частицы, находящиеся в воздухе. Некоторая доля этого радионуклида в адсорбированной форме выпадает на земную поверхность с атмосферными осадками. В природных водах ^{210}Pb перемещается в основном с твердыми взвешенными частицами в виде коллоидов [9]. Некоторые авторы считают, что определенное количество ^{210}Pb присутствует в атмосфере в результате испытаний ядерного оружия [10].

Таблица 1

Описание пунктов

Дата пробоотбора	23/09/2002		
Станции пробоотбора	Пункт 1	Пункт 2	Пункт 3
NL LE	40°32'49''N 045°03'18''E	40°34'32''N 045°04'23''E	40°33'17''N 045°00'40''E
Глубина точки пробоотбора	54 м	64 м	14 м
Длина колонки	1.05 м	1.15 м	0.5 м
Количество образцов	9	12	10
Расстояние от причала	3 км	7 км	0.75 км

Таблица 2

Содержание ^{137}Cs и ^{226}Ra в донных отложениях Малого Севана,

Лаборатория ЦЭНИ НАН РА			
Пункт		^{137}Cs, **Бк/кг**	^{226}Ra, **Бк/кг**
1	Слой 0—50 см, вес 88 г	200.0	55.5
	Слой 50—100 см, вес 192 г	Не обнаружено	27.0
2	Слой 0—50 см, вес 60.3 г	260.0	46.1
	Слой 50—115 см, вес 229.7 г	Не обнаружено	39.5

Приведенные в табл. 3 и на рис. 1 данные показывают, что ^{210}Pb концентрируется в поверхностных слоях донных отложений (0-20-30 см), глубже концентрация ^{210}Pb мала. Это указывает на то, что выпадение ^{210}Pb происходит в основном с атмосферными осадками. Глубже его содержание связано с ^{226}Ra. Это очень четко видно на графиках (рис. 1). Как видим, начиная примерно с глубины 30 см концентрация ^{210}Pb изменяется параллельно концентрации ^{226}Ra. При распаде радия образуется радон, который, распадаясь, образует ^{210}Pb.

Цезий (природный) относится к группе малоподвижных элементов, со сравнительно низкой миграционной способностью.

Таблица 3

Содержание ^{40}K, ^{137}Cs, ^{210}Pb, ^{226}Ra в донных отложениях Малого Севана

		Деп. океанографии ФГУ и ЛГУ		НИРЗ					
Пункт	Глубина, см	^{210}Pb	^{226}Ra	^{210}Pb		^{226}Ra	^{137}Cs		^{40}K
		Бк/кг	Бк/кг	Бк/кг	МДА	Бк/кг	Бк/кг	МДА	Бк/кг
1	0-10	270±37	32±12	182±37		33	133±4		267±38
	10-20	205±43	43±15						
	20-30	72±35	33±14	119±26		38	92±4		473±47
	30-40	62±46	26±14		28	38		6	462±47
	40-50	59±38	25±14		21	28		4	238±31
	50-60	50±43	31±15		27	41		5	389±47
	60-70	-	30±16		33	39		5	450±48
	70-80	-	21±15		39	43		5	366±49
	80-90	-	24±14		26	31		5	470±42
	90-100	-	17±14		20	31		-	422±46
	Среднее		28.2			38.8			393
3	0-5	158±28	29±10	49±12		20	27±1		138±21
	5-10	59±31	19±11	21±6		19	14±1		131±20
	10-15	38±27	9±9		15	20	3±1		121±22
	15-20	35±25	13±8	-	-	-	-	-	-
	20-25	26±21	14±7		13	18		3	315±26
	25-30	-	16±9		13	20		3	206±23
	30-35	-	17±9		34	35		4	491±36
	35-40	-	16±10	-	-	-	-	-	-
	40-45	-	13±6		25	25		4	222±28
	45-50	-	-		24	24		3	171±26
	Среднее		27.3			22.6			224

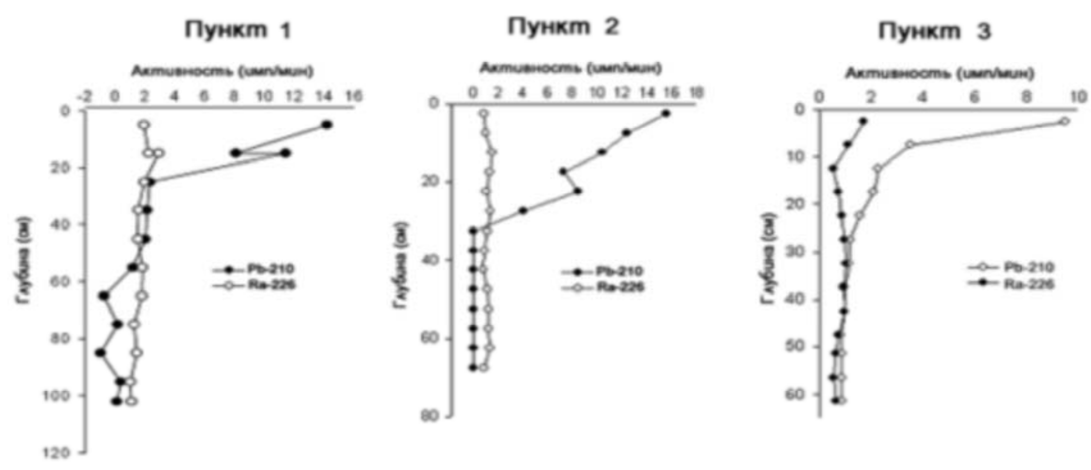


Рис. 1. Концентрация ^{226}Ra и ^{210}Pb в донных отложениях М. Севана. Департаменты океанографии Флоридского и Луизианского гос. университетов.

Радионуклид ^{137}Cs (период полураспада 30.5 года) при выпадении с атмосферными осадками на целинных почвах закрепляется в поверхностном 0-5 см слое. В пахотных почвах он перемешивается и закрепляется на глубину пахотного слоя. В растения ^{137}Cs поступает в основном внекорневым путем [7]. ^{137}Cs считатся одним из наиболее опасных продуктов ядерных испытаний. Концентрации ^{137}Cs в донных отложениях Малого Севана показаны в табл. 2, 3 и на рис. 2, 3. Проведенные в различных лабораториях измерения выявили колебания в количественных показателях. Однако при этом прослеживается четкая закономерность - ^{137}Cs накапливается в верхнем 0-40-50 см слое отложений. Глубже он не обнаруживается. Следовательно, наличие ^{137}Cs зафиксировано в донных отложениях под толщей воды на глубине до 60 м.

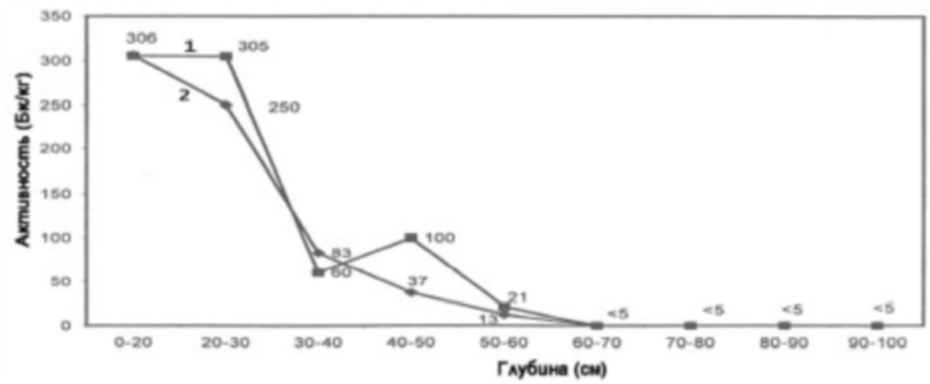
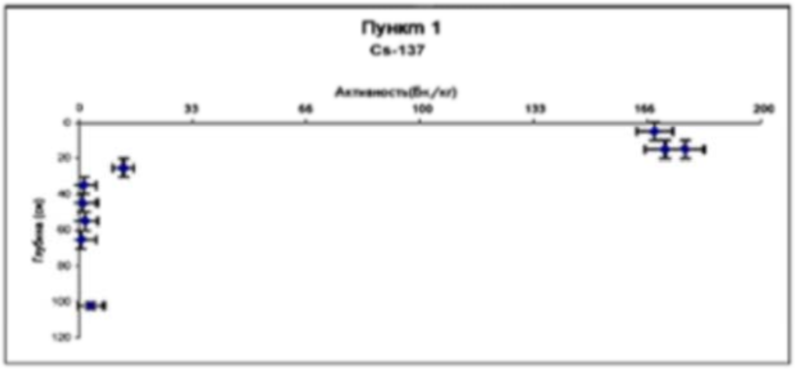


Рис. 2. Концентрация ^{137}Cs в донных отложениях М. Севана, пункт 1, 2. Лаборатория охраны окружающей среды АрмАЭС.

Таким образом, в результате палеорадиоэкологического исследования донных отложений Малого Севана определены концентрации естественных и искусственных радионуклидов ^{40}K, ^{210}Pb, ^{226}Ra, ^{137}Cs.

^{226}Ra и ^{40}K распределены равномерно на глубину колонок (1.15-0.5 м). Их концентрации сопоставимы с содержанием в почвах Севанского бассейна.



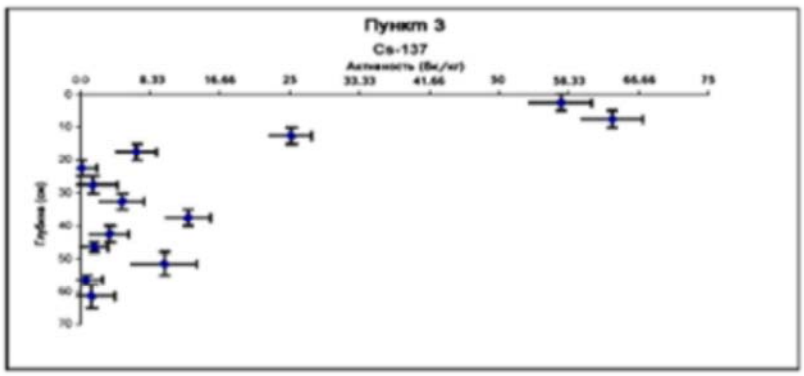


Рис. 3. Концентрация ^{137}Cs в донных отложениях М. Севана. Департаменты океанографии Флоридского и Луизианского гос. университетов.

^{210}Pb концентрируется в основном в верхних слоях отложений (0-30 см), глубже его содержание значительно уменьшается и распределяется параллельно содержанию ^{226}Ra. ^{210}Pb благодаря короткому периоду полураспада в палеорадиоэкологии используется в качестве метки для определения возрастов отложений. ^{137}Cs - один из наиболее опасных продуктов ядерных испытаний. Как показали измерения, он обнаруживается в верхних слоях донных отложений (0-50 см). Это означает, что ^{137}Cs должен также содержаться в воде озера, водных растениях и живых организмах (рыбе, раках, моллюсках). Если мы примем, что содержание ^{137}Cs в слое 0-50 см отложений в 2002 г. составляло 200 Бк/кг, то при отсутствии в дальнейшем новых поступлений примерно к 2300 г. ^{137}Cs почти полностью распадется.

Настоящее исследование осуществлено благодаря гранту N058 - 02/ CRDF 12003 Национального Фонда Науки и Передовых Технологий (NFSAT) и Гражданского Фонда Науки и Развития (CDRF)

Центр эколого-ноосферных исследований НАН РА

Литература

1. *Александрян В. В., Баграмян Г. А., Чилингарян Л. А.* В сб.: Экологические проблемы озера Севан. Ереван. 1993. С. 50.
2. *Оганесян Р. О.* В сб.: Экологические проблемы озера Севан. Ереван. 1993. С. 46.
3. Бассейн озера Севан (Гокча). Под ред. академика Ф. Ю. Левинсон-Лессинга. Изд-во АН СССР. 1933.
4. *Капланян П. М., Галстян А. Р., Григорян А. А., Карапетян А. И., Эксузян Ц. О.* Геохимия природных вод бассейна озера Севан. Ереван. Изд-во НАН РА. 1997.
5. *Сатиан М. А., Чилингарян Г. В.* Геология Севана. Ереван. Изд-во НАН РА. 1994. 182 с.
6. *Давтян Г. С., Ананян В. Л.* Исследования радиоактивности почв Армянской ССР (1958-1960). Ереван. 1963. 61 с.
7. *Ананян В. Л., Степанян Э. К.* Особенности миграции ^{90}Sr, ^{137}Cs в системе почва-растение в Республике Армения. Деп. в АрмНИИНТИ 10.11.1993. N36.-АР93. 126 с.
8. *Ананян В. Л.* - Изв. АН АрмССР. Науки о Земле. 1989. Т. 13. N2. С. 41.
9. *Дричко В. Ф.* - Итоги науки и техники. Радиационная биология. Т. 4. М. 1983. С. 66.
10. *Моисеев А. А., Иванов В. И.* - Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене. М. 1974. 83 с.

Վ. Լ. Անանյան, Ա. Ա. Ստեփանյան, Ա. Ա. Կյուրեղյան, Ա. Գ. Նալբանդյան

Փոքր Սևանի հատակային նստվածքների ռադիոակտիվության վերաբերյալ

Կատարվել է Փոքր Սևանի հատակային նստվածքների հետազոտություն: Որոշվել են բնական և արհեստական ռադիոնուկլիդների՝ ^{137}Cs, ^{210}Pb, ^{226}Ra և ^{40}K պարունակության: Նմուշարկման խորությունը 1-ին, 2-րդ և 3-րդ կետերում կազմել է համապատասխանաբար՝ 54, 64 և 14 մ: ^{226}Ra և ^{40}K հավասարաչափ բաշխված են ըստ խորության:

^{210}Pb-ը կուտակվում է հիմնականում նստվածքների վերին շերտերում (0-30 սմ), ավելի խորը նրա քանակությունը զգալի նվազում է և բաշխվում ^{226}Ra-ի պարունակությանը զուգահեռ: Միջուկային փորձարկումների արգասիք ^{137}Cs-ը առկա է հատակային նստվածքների վերին շերտերում (0-50 սմ):

УДК 577.15

Л. П. Тер-Татевосян, Л. В. Саркисян, И. Г. Асланян, академик А. А. Галоян

Влияние галармина и его производных на активность гликогенфосфорилазы а в некоторых тканях белых крыс

(Представлено 29/XII 2003)

Биологически активные пептиды, выделенные из секреторных гранул нейрогипофиза, образуются из высокомолекулярных белков-предшественников, подвергающихся ряду посттрансляционных модификаций (глюкозилированию, фосфорилированию и т.п.). Академиком А. А. Галояном показано, что эти пептидные фракции на препаратах in vivo и in vitro обладают мощным иммуностимулирующим эффектом [1,2].

В организме иммунная и нервная системы взаимодействуют друг с другом. В здоровом организме имеет место модулирование иммунной реактивности нервами, иннервирующими лимфоидные органы; с другой стороны, медиаторы иммунной системы оказывают влияние на функции мозга. Примером могут служить инфекционные болезни и травматические повреждения ЦНС, аутоиммунные и нейродегенеративные болезни, в частности, болезни Альцгеймера и Паркинсона. Установлено, что в патогенезе вышеуказанных болезней важную роль играют ферменты углеводно-фосфорного обмена, когда нарушаются процессы фосфорилирования-дефосфорилирования белков [3-5].

В настоящее время известно уже целое семейство гипофизарных и гипоталамических гормонов, вовлеченных в регуляцию обмена фосфопротеинов разными механизмами действия [6,7], некоторые из них тесно связаны с каскадом реакций, запускаемых cAMP [8-10]. Регулируя гликолитические процессы фосфорилазы, эти нейропептиды играют ключевую роль в процессе метаболизма углеводов, переводя их из запасной формы в метаболически активную.

Превращение крахмала и других сходных с ним глюкозосодержащих полисахаридов (гликогена) также катализируется фосфорилазами. Реакция представляет собой фосфоролиз с отщеплением глюкозы и образованием глюкозо-1-фосфата. Будучи первым звеном в катаболической цепи реакций фосфорилаза является объектом воздействия разнообразных регуляторных механизмов.

Задачей настоящего исследования было выявить биологический спектр действия пролин-богатых пептидов мозга (пептид с 15 аминокислотными остатками - пролин-богатый пептид-1 (ПБП-1 или галармин), пептид с 14 аминокислотными остатками –N 174 и пептид с 10 аминокислотными остатками с С-концевым свободным пролином –N 173) на активность гликогенфосфорилазы (ГФ) - одного из ключевых ферментов в регуляции гликогенолиза в животных тканях. Учитывая, что активность гликогенфосфорилазы непосредственно связана со статусом ее фосфорилированности, в опытах in vitro определялась активная ГФ (ГФ-а), как на уровне гомогената, так и на чистом ферменте.

Опыты проводились на тканях белых крыс линии Висмар массой 100-120 г, а также на чистом ферменте, выделенном из мышц кролика, из расчета 1 мг фосфорилазы а в 1 мл дистиллированной воды.

Животных декапитировали, ткани быстро промывали дистиллированной водой на холоду и гомогенизировали в стеклянном гомогенизаторе в пятикратном объеме ТЭМ-буфера (0.04 М трис - 0.002 М ЭДТА - 0.01 М меркаптоэтанол), pH 6.8. Активность фосфорилазы в обоих случаях (КФ 2.4.1.1) определяли по Иллингворту и Кори [11]. Исследуемый материал предынкубировали 2 мин при 30^{o} С 0.1 мл 4% водного раствора гликогена, 0.1 мл ТЭМ-буфера, 0.1 мл исследуемого пептида и далее для хода реакции добавляли 0.1 мл 64 мМ глюкозо-1-фосфата. Через 5 мин реакцию останавливали 1.6 мл охлажденной 5% ТХУ. Активность фермента определяли по убыли неорганического фосфора в реакционной смеси по методу Таусски и Шора [12].

Амилолитическая и фосфоролитическая активность тканей отдельных органов животных неодинакова. Гликогенфосфорилазы из разных источников отличаются не только по уровню активности, но и по чувствительности к разным эффекторам, что, по-видимому, связано с особенностями четвертичной структуры фермента, определяющей его тканевую гетерогенность [13]. Поскольку имеющиеся литературные сведения не содержат информации о возможном влиянии пептидов, выделенных из нейросекреторных гранул нейрогипофиза крупного рогатого скота, на гликогенфосфорилазную активность, нами было изучено воздействие галармина и его производных, взятых в физиологических (и субфизиологических) концентрациях, на активность фермента печени, мышц и мозга белых крыс и очищенном ферменте (таблица). Активность ГФ-а под действием этих биологически активных веществ менялась по-разному.

Влияние галармина и его производных на активность гликогенфосфорилазы а в некоторых тканях белых крыс,

$$E = \frac{мкМ}{г\ тк.,\ мин}$$

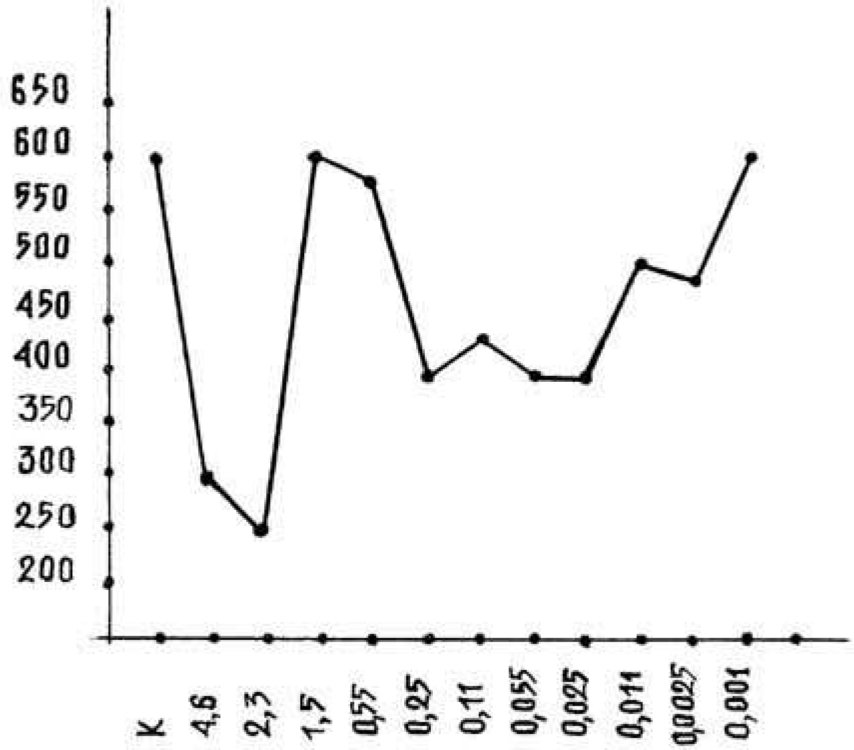
Контроль	Галармин		N 173		N 174	
	23 γ	46 γ	13 γ	26 γ	13 γ	26 γ
Печень 25.0±0.6 % 100	16.5±1.0 66	8.5±2.0 34	17.0±1.0 68	13.0±1.0 52	17.5±0.9 30	14.5±0.7 42
Мышцы 18.8±0.8 % 100	20.7±0.8 110	23.0±0.5 122	19.8±0.9 105	19.8±0.2 105	19.6±0.5 104	19.8±0.8 105
Мозг 13.3±0.9 % 100	11.6±0.3 86.5	10.1±0.3 76	13.3±0.2 100	11.7±0.2 88	13.3±0.8 100	11.6±0.8 86.5
P<0.05	-	-	-	-	-	-

Опыты с добавлением галармина, N 173, N 174 на печеночную ткань показали существенное подавление (66-58%) активности фермента в концентрации 46 γ. Ингибирующий эффект этих пептидов значительно ослабевал при концентрации 26 и 13 γ (соответственно 47 и 30%). Понижение активности ГФ-а говорит о переключении метаболических механизмов на преимущественное депонирование гликогена. Особая роль печени в обмене гликогена обуславливает наличие определенной специфики регуляторных свойств гликогендефосфорилазы в этом органе. Общеизвестно, что ГФ, являясь фосфопротеином, находится под контролем соответствующих протеинкиназ и фосфопротеинфосфатаз, осуществляющих фосфорилирование и дефосфорилирование. Не исключено, что в этом случае сдвиги в активности фермента происходят вследствие нарушения деятельности вышеуказанных ферментов.

Изменения в активности мозговой фосфорилазы а под действием пептидов менее выражены и характеризуются разнотипностью в картине регулирования. Если ударные дозы пептида 46 γ ингибируют активность фермента на 13% и 24%, то при концентрации 23 γ активирование ГФ-а невелико (10-6%). В то же время абсолютная величина активности фермента под действием низких концентраций (13 γ) практически не отличается от контрольных величин. По-видимому, в данной ткани эти пептиды осуществляют не только регулирующую, но и протекторную функцию.

Аналогичные исследования по выявлению действия указанных пептидов на ГФ-а были проведены на мышечной ткани белых крыс. Получена следующая картина: галармин и его производные в количестве 46 и 26 γ в известной мере активировали фермент мышц, слабый активирующий эффект прослеживался в отношении ГФ-а при добавлении пептидов в количестве 13 и 26 γ. Как видим, здесь наблюдается корреляция между активностью фермента и концентрацией пептида. По-видимому, такое активирование фермента связано с изменением статуса его фосфорилированности, т.е. переходом неактивной ГФ в ГФ-а. Накопление ГФ-а должно способствовать усилению деградации гликогена в мышцах животных.

Для полной характеристики воздействия исследуемых полипептидов на фосфорилазную активность наряду с мышечными тканями крыс нами был использован также коммерческий фермент фосфорилазы а, выделенный из мышц кролика (рисунок). Учитывая описанный выше эффект активации, можно было предположить, что подобный эффект мог быть получен и на очищенном ферменте. Однако, как показали экспериментальные данные, галармин и его производные в большинстве случаев выступают ингибиторами этого фермента. В частности, как видно из кривой на рисунке, высокие концентрации подавляют активность вдвое, низкие - на 20-30%, а концентрации 1.5, 0.55 и 0.001 γ фактически не действуют на уровень ферментативной активности. Такое расхождение в полученных результатах относительно тканевого и чистого фермента можно объяснить в одном случае прямым влиянием галармина на фермент, в другом, на уровне гомогената, - возможным участием каскадной системы cAMP.



Действие галармина на активность очищенной фосфорилазы а. По оси абсцисс: К - контроль, галармин в γ. По оси ординат: активность фосфорилазы а в Е ([(мк моль Р)/(мг белок/мин)]); Количество опытов - 8.

Экспериментальные данные по действию пептидов на ГФ-а разнородны и с трудом поддаются систематике и обобщению. Весьма вероятно, что в клетке ГФ ее киназа и фосфатаза образуют ансамбль функционально связанных белков, гибко реагирующих на изменения внутренней среды.

Большинство приведенных нами данных свидетельствует о том, что исследуемые пептиды могут служить эффективными регуляторами ГФ, входящей как одно из ведущих звеньев в сложную каскадную систему углеводно-фосфорного обмена.

Институт биохимии им. Г. Х. Бунятяна НАН РА

Литература

1. *Галоян А. А., Шахламов В. А., Богданова И. М., Малайцев В. В., Михалева Л. М.* - Нейрохимия. 2002. Т. 19. N1. С. 41.
2. *Галоян А. А.* - Нейрохимия. 2001. Т. 18. N2. С. 83.
3. *Arias C., Arrieta Y., Tapra R.* - J. Neurochem. 1997. V. 69. Sungl. P. 48.
4. *Mumley G., Sonjag E., Nunbhaki-Craig V., Lee G., Blooms G.* - J. Neurochem. 1997. V. 69. P. 165.
5. *Северин Е. С., Кочеткова М. Н.* Роль фосфорилирования в регуляции клеточной активности. М. Наука. 1985. 286 с.
6. *Kevorkian G. A., Kanayan A. S. et al.* - Proceedings of the International Conference. Sept. 15-19. 2001. Yerevan-Tsakhadzor.
7. *Reil F. J., Levin M. J. M.* - Proc. Nat. Acad. Sci. USA. Biol. Sci. 1982. V. 79. P. 978.
8. *Exton J. H., Cerington A. D. et al.* In: Protein Phosphorilation, Book A. (ed. Rosen M., Krebs E.). Cold Spring Horbor Laboratory. 1981. P. 513-528.
9. *Галоян А. А., Абелян Ж. Г., Баев В. В., Тер-Татевосян Л. П., Парсаданян Г. К.* - Вопр. мед. химии. 1979. Т. 25. N 3. С. 285-288.
10. *Sim A. T., R. Collins E., Mudge L. M.* - J. Neurochem. 1997. V. 69. P. 163.
11. *Illingwort B. I., Cori C. T.* - Biochem. Preparations. 1953. V. 3. P. 1-9.
12. *Taussky H. H., Shorr E.* - J. Biol. Chem. 1953. V. 202. P. 675-685.
13. *Dombradi V.* - Int. J. Biochem. 1981. V. 13. P. 125-139.

Լ. Պ. Տեր-Թադևոսյան, Լ. Վ. Սարգսյան, Ի. Հ. Ասլանյան,
ակադեմիկոս Ա. Ա. Գալոյան

Գալարմինի և նրա ածանցյալների ազդեցությունը սպիտակ առնետների որոշ հյուսվածքների գլիկոգենֆոսֆորիլազ a-ի վրա

Կատարված ուսումնասիրությունների արդյունքում (in vitro) պարզվել է, որ գալարմինը և նրա ածանցյալները ճագարի մկաններից անջատված գլիկոգենֆոսֆորիլազ a-ի ինհիբիտորներ են: Նմանատիպ ազդեցություն նկատվում է նաև սպիտակ առնետների լյարդային հյուսվածքի հոմոգենատում: Գլիկոգենֆոսֆորիլազ a-ն ճնշվում է նաև ուղեղային հյուսվածքի հոմոգենատում՝ գալարմինի բարձր խտության դեպքում: Մկանային հյուսվածքում պատկերը հակառակն է:

Կարելի է ենթադրել, որ ածխաջրածնային-ֆոսֆատային փոխանակման առանցքային ֆերմենտ գլիկոգենֆոսֆորիլազ a-ն կարգավորվում է գալարմինի միջոցով:

УДК 616.36.004

Академик К. Г. Карагезян, Л. А. Симонян, Л. М. Овсепян, А. А. Симонян

Особенности качественно-количественных изменений фосфолипидов в мозговой ткани белых крыс при эпилептиформных припадках и на фоне предварительной сенсибилизации их факторами антиоксидантного действия

(Представлено 22/VII 2004)

Моделирование эпилептиформных припадков, индуцированных коразолом, сопровождается чувствительными нарушениями стабилизированного в норме статуса фосфолипид-фосфолипидных[1] соотношений в мозговом веществе экспериментальных белых крыс [1]. Постоянству качественного набора и количественного содержания филогенетически запрограммированного стереотипа ФЛ в различных биологических системах организма отводится принципиально важная роль в обеспечении норм клеточной активности [2,3]. Исходя из этого становится очевидной необратимость выраженных расстройств в физиологически существующем динамическом равновесии между системами про- и антиоксидантного действия, завершающихся гибелью организма.

Мы задались целью проследить за характером сдвигов качественно-количественного состава всего спектра ФЛ в мозговой ткани экспериментальных белых крыс при коразоловых припадках, вызванных как у интактных животных, так и спустя 10-15 мин после предварительного введения им тиосульфата натрия и витамина Е. Такая постановка вопроса имеет принципиально важное значение, поскольку ТСН в настоящее время отводится роль мощного синергиста гидроксической формы витЕ как единственной в проявлении антиоксидантных свойств в сложной эндогенной системе антирадикальной защиты клетки. Этот факт был зарегистрирован при многочисленных болезненных состояниях организма - отравлениях различного происхождения [4-8], токсикозах анестетического действия [9], сахарном диабете [10-14].

Исследования проведены на 50 беспородных белых крысах-самцах массой 180-200 г, содержавшихся в обычных условиях вивария. Одноразовое введение коразола производилось внутримышечно из расчета 8-9 мг/весь вес, ТСН - 1 мг/весь вес и витЕ - 0.4 мг/весь вес. При формировании коразоловых припадков на фоне предварительного введения ТСН и витЕ инъекции коразола производили спустя 15 мин после введения указанных препаратов антиоксидантного действия. Животных умерщвляли декапитированием; стабилизированную оксалатом цельную кровь (в соотношении 1:9), мозговую ткань, освобожденную от оболочек и кровеносных сосудов, хранили в условиях холода.

Экстракцию ФЛ производили методом Фолча [15] из предварительно полученных ацетоновых порошков исследуемого материала в модификации Карагезяна [16]. Количество ФЛ рассчитывали в мкг минерализованного липидного фосфора на г сухого остатка исследуемого материала или на мг белка, определенного по Лоури [17], и выражали в процентах от суммы всех ФЛ.

Таблица 1

Динамика количественных изменений нейтральных и кислых фосфолипидов в мозговой ткани при моделированном коразолом эпилептиформном припадке

Показатель	Контроль	Эпилептиформный припадок	Разница от контроля
Монофосфоинозитиды	6.83±0.33	8.53±0.35*	+1.70
Лизофосфатидилхолины	4.81±0.41	9.26±0.42*	+4.45
Сфингомиелины	13.26±0.47	18.33±0.85*	+5.07
Фосфатидилхолины	33.64±0.85	20.20±0.92*	-13.44
Фосфатидилсерины	14.83±0.45	19.15±0.45*	+4.32
Фосфатидилэтаноламины	19.71±0.79	12.30±0.79*	-7.41
Кардиолипины	6.92±0.21	12.23±0.24*	+5.31
СНФЛ	71.42±1.02	60.09±1.03*	-11.33
СКФЛ	28.58±0.59	39.91±0.55*	+11.33
К СНФЛ/СКФЛ	2.49±0.01	1.51±0.01*	-0.98
СФЛ	100.0%	100.0%	

Примечания: n = 17; * - $p<0.001$.

Согласно результатам первой серии исследований (табл.1) развитие коразоловых припадков характеризуется ярко проявляющимися расстройствами в картине качественно-количественных сдвигов нейтральных и кислых представителей ФЛ в мозговой ткани экспериментальных животных. Очевидно статистически достоверное увеличение в мозговом веществе под действием одного только коразола количественного содержания всех индивидуальных представителей КФЛ - МФИ, ФС и КЛ. Эти сдвиги сопровождаются параллельно развивающимися разнонаправленными отклонениями уровня отдельных фракций НФЛ. Примечательно, что наблюдающееся при этом резко выраженное уменьшение фосфатидилхолинов сопровождается возрастанием количества лизофосфатидилхолинов, что является результатом интенсивно совершающегося деацилирования ФХ, катализируемого чрезмерно активировавшейся фосфолипазой A_2. Наблюдающееся при этом уменьшение уровня фосфатидилэтаноламинов интерпретируется как результат активирующихся при патологических состояниях, особенно при поражениях ЦНС, процессов деметилирования, сопровождающихся в данном случае чрезмерным возрастанием количества ФХ, интенсивно деацилирующихся, как отмечалось выше, под действием ФЛазы A_2. Таким образом, содержание ФХ не только не возрастает, а наоборот, даже заметно убывает по сравнению с исходными величинами. Особого внимания заслуживает чувствительное увеличение в мозговой ткани при коразоловом поражении содержания всех представителей КФЛ - МФИ, ФС и КЛ, имеющих прямое отношение к процессам тканевого дыхания [18], заметно подавляющегося при изученной патологии, в качестве компенсаторно-приспособительных факторов.

Анализ полученных данных свидетельствует о том, что в результате описанных превращений в метаболизме мозговых ФЛ имеет место заметное уменьшение СНФЛ при одновременно наблюдающемся возрастании процентного содержания СКФЛ в общей СФЛ, что отражается на величине К СНФЛ/СКФЛ, резко уменьшающейся при данной патологии.

В следующей серии экспериментов исследовалось воздействие изолированно примененных ТСН и витЕ на метаболизм ФЛ мозговой ткани интактных белых крыс. Как вытекает из данных табл. 2, ТСН и витЕ в отдельности не вызывают существенных отклонений в метаболизме ФЛ мозговой ткани интактных животных, несмотря на то, что даже незначительные отклонения в СНФЛ и СКФЛ влияют на величину К СНФЛ/СКФЛ.

В табл. 3 приведены данные об изменениях метаболизма ФЛ в мозговой ткани при коразоловых приступах, вызванных на фоне предварительно введенных витЕ и ТСН.

Таблица 2

Динамика количественных изменений нейтральных и кислых фосфолипидов в мозговой ткани интактных белых крыс под действием тиосульфата натрия и витамина Е

Показатель	Контроль	Действие витамина Е	Действие тиосульфата натрия
Монофосфоинозитиды	6.83±0.33	6.42±0.35	7.50±0.35
Лизофосфатидилхолины	4.81±0.41	5.20±0.41	4.00±0.41**
Сфингомиелины	13.26±0.47	14.30±0.83	15.50±0.83**
Фосфатидилхолины	33.64±0.85	34.60±0.92	35.30±0.91
Фосфатидилсерины	14.83±0.45	13.26±0.45	11.30±0.45*
Фосфатидилэтаноламины	19.71±0.79	19.30±0.79	18.60±0.78
Кардиолипины	6.92±0.21	6.92±0.22	7.80±0.26**
СНФЛ	71.42±1.02	73.40±1.01	73.40±1.01
СКФЛ	28.58±0.59	26.60±0.59 **	26.60±0.59**
К СНФЛ/СКФЛ	2.49±0.01	2.76±0.02 *	2.76±0.02*
СФЛ	100.0%	100.0%	100.0%

Примечание: n = 17; *- $p<0.001$, ** - $p<0.01$; без обозначений данные статистически недостоверны.

Таблица 3

Динамика количественных изменений нейтральных и кислых фосфолипидов в мозговой ткани белых крыс с моделированным коразоловым припадком, вызванным на фоне предварительно введенных витамина Е и тиосульфата натрия

Показатель	Контроль	Витамин Е + коразол	Тиосульфат натрия + коразол
Монофосфоинозитиды	6.83±0.33	6.80±0.33	7.30±0.36
Лизофосфатидилхолины	4.81±0.41	6.29±0.42*	6.40±0.42*
Сфингомиелины	13.26±0.47	16.23±0.83**	15.80±0.83**
Фосфатидилхолины	33.64±0.85	30.00±0.90**	29.70±0.90**
Фосфатидилсерины	14.83±0.45	15.85±0.45**	15.30±0.45
Фосфатидилэтаноламины	19.71±0.79	18.13±0.77	17.70±0.77
Кардиолипины	6.92±0.21	6.70±0.25**	7.80±0.29*
СНФЛ	71.42±1.02	70.65±1.00	69.60±1.00
СКФЛ	28.58±0.59	29.35±0.57	30.40±0.59
К СНФЛ/СКФЛ	2.49±0.01	2.41±0.01 *	2.29±0.02*
СФЛ	100.0%	100.0%	100.0%

Примечание: $n = 17$; * - $p<0.001$, ** - $p<0.01$; данные без обозначений статистически недостоверны.

Коразоловый припадок на фоне предварительно введенных за 15 мин растворов ТСН и витЕ характеризуется слабо выраженными отклонениями всех изученных показателей метаболизма ФЛ в мозговой ткани экспериментальных животных. Исключением в обоих вариантах эксперимента является сохраняющееся доминирование количественного содержания ЛФХ над контрольными показателями, сопровождающееся одновременно убылью содержания ФХ, что указывает на высокую степень активности ФЛазы A_2.

Таким образом, результаты проведенных исследований свидетельствуют о важной нивелирующей роли препаратов антиоксидантного действия - витЕ и ТСН в поддержании нормального физиологического статуса функционирования реакций метаболизма ФЛ в мозговой ткани белых крыс с моделированным коразолом эпилептиформным припадком.

Институт молекулярной биологии НАН РА
Институт биохимии им. Г. Х. Бунятяна НАН РА

Литература

1. *Мартиросян М. А.* Некоторые показатели липидного обмена при коразоловых приступах. Канд. дис. Ереван. 1990. 108 с.
2. *Крепс Е. М.* - XXII Баховские чтения. Л. Наука. 1967. С. 74.
3. *Крепс Е. М.* Липиды клеточных мембран. Л. Наука. 1981. 330 с.
4. *Карагезян М. К., Бояджян А. С., Осипян Л. Л., Карагезян К. Г.* - Тезисы докл. V съезда Арм. физиол. о-ва. Ереван. 1994. С. 44.
5. *Карагезян М. К., Бояджян А. С., Осипян Л. Л., Карагезян К. Г.* - Докл. РАН. 1995. Т. 341. №1. С. 113-114.
6. *Карагезян М. К., Овсепян Л. М., Овакимян С. С., Бояджян А. С., Осипян Л. Л., Карагезян К. Г.* - Докл. РАН. 1995. Т. 341. №2. С. 259-262.
7. *Карагезян М. К., Овакимян С. С., Овсепян Л. М., Бояджян А. С., Осипян Л. Л., Карагезян К. Г.* - Докл. РАН. 1995. Т. 341. №3. С. 408-411.
8. *Карагезян М. К.* Изучение молекулярных механизмов токсических эффектов микотоксина зеараленона. Канд. дис. Ереван. 1997. 120 с.
9. *Данилова Р. Л.* Действие галотановой анестезии на мембранные структуры мозговой ткани и эритроцитов и методы его коррекции. Автореф. канд. дис. 2000. 20 с.
10. *Едоян А. Р.* Специфика корригирующего действия сверхнизких доз факторов химической и физической природы при нарушениях метаболизма фосфолипидов у белых крыс с моделированным аллоксаном сахарным диабетом. Автореф. канд. дис. Ереван. 2004. 21 с.
11. *Едоян Л. В., Карян Ш. С., Едоян А. Р., Карагезян К. Г.* - Информационные технологии и управление. Ереван. 2003. Т. 2. С. 212-218.
12. *Карян Ш. С.* Особенности антирадикального действия сверхнизких доз физиологически активных соединений и лазерного облучения при аллоксановом диабете. Автореф. канд. дис. Ереван. 2004. 23 с.
13. *Мартиросян Э. А.* Изучение гликосфинголипидов и сфингозина в печени и сердце белых крыс при аллоксановом диабете и при его лечении. Автореф. канд. дис. Ереван. 2004. 20 с.
14. *Геворкян Д. М.* Липидный обмен при сахарном диабете и коррекция его антиоксидантами. Автореф. канд. дис. Ереван. 1989. 45 с.
15. *Folch J., Lees M., Sloane-Stane G.* - J. Biol. Chem. 1957. V. 226. P. 497-509.
16. *Карагезян К. Г.* Роль фосфолипидов в жизнедеятельности организма. Ереван. 1972. 267 с.
17. *Lowry O. H., Rosebrough N. J., Farr A. L et al.* - J. Biol Chem. 1951. V. 193. №1. P. 265-275.
18. *Бурлакова Е. Б., Джалябова М. И., Гвахария В. О., Глущенко Н. Н., Молочкина Е. М., Штолько В. Н.* В кн.: Биоантиокислители в регуляции метаболизма в норме и патологии. М. Наука. 1982. С. 113-140.

Footnotes:

[1]ВитЕ - витамин Е, К - коэффициент, КЛ - кардиолипины, КФЛ - кислые фосфолипиды, ЛФХ - лизофосфатидилхолины, МФИ - монофосфоинозитиды, НФЛ - нейтральные фосфолипиды, СКФЛ - сумма КФЛ, СНФЛ - сумма НФЛ, СФЛ - сумма всех ФЛ, ТСН - тиосульфат натрия, ФЛ - фосфолипиды, ФЛазаA_2 - фосфолипаза A_2, ФС - фосфатидилсерин, ФХ - фосфатидилхолин, ФЭ - фосфатидилэтаноламин.

Ակադեմիկոս Կ. Գ. Ղարագյոզյան, Լ. Ա. Սիմոնյան, Լ. Մ. Հովսեփյան,
Ա. Ա. Սիմոնյան

Ֆոսֆոլիպիդների որակական և քանակական փոփոխությունների առանձնահատկությունները սպիտակ առնետների ուղեղի հյուսվածքում էպիլեպսանման ցնցումների դեպքում՝ հակաօքսիդանտային ազդեցությամբ օժտված գործոններով զգայունացման ֆոնի վրա

Հետազոտվել են տարբեր ֆոսֆոլիպիդների որակական և քանակական տեղաշարժերը սպիտակ առնետների ուղեղում կորազոլով մակածված էպիլեպսանման ցնցումների դեպքում՝ նախօրոք ներարկված վիտամին E-ի և նատրիումի թիոսուլֆատի ներգործությամբ: Ցույց է տրվել նշված հակաօքսիդանտային գործոնների կարգավորիչ դերը սպիտակ առնետների ուղեղի հյուսվածքում տարբեր ֆոսֆոլիպիդների փոխանակման ռեակցիաներում ձևավորված ախտաբանական մոդելի պայմաններում:

УДК 577.1+612.73/,74

Академик С. С. Оганесян[а], В. С. Оганов[б]

О биологическом поле адаптации мышечной клетки к режиму работы

(Представлено 7/IX 2004)

Выдвигается новое представление о строго ограниченном биологическом поле адаптации клеток поперечно-полосатых мышц к режиму работы, что обусловливается двумя важными обстоятельствами: во-первых, неспособностью этих клеток к миотическому делению и, во-вторых, дисперсностью изопротеинового состава миофибрилльного аппарата разных типов мышечных волокон при сходстве их микроструктуры [1]. Различия в изопротеиновом составе миофибрилл определяются избирательным экспрессированием соответствующих генов биомеханическим профилем деятельности разных типов мышечных волокон, о чем свидетельствуют многочисленные данные исследований быстрых и медленных мышечных волокон [2]. Причем степень и скорость трансформации изопротеинового состава медленных (антигравитационных) мышечных волокон и быстро сокращающихся фазных волокон различны [3], что, по-видимому, зависит от скорости обновления белков в различных типах мышечных волокон. Сходные данные получены также в условиях невесомости в функционально различных мышцах при полете животных на корабле "Космос 1129" [4].

Следовательно, трансформация спектра изопротеинового состава миофибрилл характеризует переход к новому режиму работы, когда адаптация мышечной клетки происходит постепенно и в сроках, необходимых для обновления миофибриллярных белков в волоконах разных типов. Здесь можно говорить об адаптации в рамках биологического поля без нарушений соотношения основных биомеханических параметров и с медленным ходом процесса. Второй тип адаптации имеет место при внезапном переходе к новому режиму работы клетки, а также и в случае рабочей перегрузки, когда необходимо срочное увеличение массы сократительного аппарата как компенсаторной реакции для выполнения сократительной деятельности. В этом случае происходит компенсаторная гипертрофия массы сократительного аппарата за счет дерепрессии инактивированных, по завершению онтогенеза, эмбриональных изогенов как запасного источника дополнительного синтеза белков миофибрилл, т.е. наблюдается изменение количественного соотношения изопротеинов с превалированием эмбриональных изоформ, что и приводит к нарушению нормального соотношения характеристических параметров биомеханики, т.е. адаптация клетки к новому режиму работы сопровождается выходом клетки из рамок биополя адаптации. В литературе указывается на превалирование изоформ эмбрионального типа при компенсаторной гипертрофии миокарда в условиях рабочей перегрузки сердца. Это явление обозначается как ненормальный рост сократительного аппарата [5].

Существует вероятность того, что при этом происходит дерепрессия инактивированных эмбриональных генов изопротеинов; это предположение подкрепляется также фактом активирования протоонкогенов в миокарде при перегрузке сердца давлением [7]. Вероятно, определенную роль здесь играют белки миогеновой группы, регулирующие транскрипцию генов в мышечной клетке [6]. Важным фактором для адаптации мышечной системы в организме в целом является также индивидуальная зависисмость количественного соотношения быстрых и медленных волокон в одноименных мышцах [8].

Таким образом, представление о биологическом поле адаптации к режиму работы позволяет допустить существование двух типов роста массы сократительного аппарата. Первый тип - взаимная трансформация быстрых и медленных мышечных волокон без нарушения биомеханических параметров и рамок поля адаптации. Второй тип - быстрое увеличение массы сократительного аппарата при резком изменении условий сократительной функции, сопровождающееся превалированием синтеза эмбриональных изоформ белков миофибрилл, ведущего к нарушению биомеханических параметров функционирования. Это явление напоминает феномен ретроградной эволюции, на что впервые указал Л. А. Орбели [9]. Такая ситуация возможна при рабочей перегрузке как в условиях подготовительных спортивных тренировок, так и при резком переходе работы человека в экстремальные условия. Такие изменения в настоящее время легко выявляются малоинвазивными физиологическими методами, определяющими нарушения в характеристических биомеханических параметрах, что важно для коррекции тренировочного или рабочего режима.

[а]Институт тонкой органической химии НАН РА

[б]Институт медико-биологических проблем АМН РФ

Литература

1. *Regiani G.* - Physiol. Rev. 1986. V. 76. P. 370-410.

2. Gene Expression in Muscle. Ed. Wolf S. A., Strohman R. G. London. 1985.

3. *Оганесян С. С., Тикунов Б. А., Кайфаджян М. А.* - Ж. эвол.физиологии и биохимии. 1991. N5. С. 47-51.

4. *Rapcak J., Guba F., Szoor A., Oganov V. S., Oganesyan S. S.* - Acta Physiol. Hung. 1983. V. 62. P. 231-233.

5. *Katz A. M.* - Annal. of Internal Medicine. 1994. V. 121. P. 363-371.

6. O*lson N. E.* - Currcul. Research. 1973. N1. P. 1-6.

7. *Nadol Ginard B., Maday V.* - Proceedindgs USA NA Science. 1985. V. 121. P. 39-43.

8. *Sumaha F., Guth L.* - Experimental Neurology. 1970. V. 28. P. 865-867.

9. *Орбели Л. А.* Избранные труды. Т. 1. М.-Л. Изд. АН СССР. 1961. 456 с.

Ակադեմիկոս Ս. Ս. Հովհաննիսյան, Վ. Ս. Օզանով

Աշխատանքային ռեժիմի նկատմամբ մկանային բջջի ադապտացիայի կենսաբանական դաշտի վերաբերյալ

Տրվում է նոր պատկերացում խիստ սահմանափակ կենսաբանական դաշտի մաՄսին, որը բնութագրվում է աշխատանքի ռեժիմին միջաձիգ զոլավոր մկանահյուսվածքի բջիջների ադապ-տացիայով: Կենսաբանական դաշտի ադապտացիայի մասին պատկերացումը թույլ է տալիս ընդունել կծկման համակարգի զանգվածի աճի երկու տեսակ: Առաջինը՝ արագ և դանդաղ մկանաթելերի փոխադարձ տրանսֆորմացիա, առանց կենսամեխանիկական ցուցանիշների և ադապտացիայի դաշտի փոփոխման: Երկրորդը՝ երբ կծկման ֆունկցիայի կտրուկ փոփոխման ժամանակ առաջանում է կծկողական ապարատի զանգվածի աճի շտապ անհրաժեշտություն, ինչը բերում է կենսամեխանիկական ցուցանիշների խախտմանը: Այդպիսի իրավիճակը հնարավոր է ինչպես սպորտային ծանր մարզումների, այնպես էլ մարդու աշխատանքի ռեժիմի կտրուկ փոփոխման ժամանակ:

УДК 612.73+612.468

К. В. Казарян, В. Ц. Ванцян, А. С. Тираян, Р. Р. Акопян

Исследование медленного спонтанного ритмогенеза околопузырной зоны мочеточника кошки

(Представлено чл.-кор. НАН РА Л. Р. Манвеляном 11/XII 2003)

Топографическое изучение двух крайних областей мочеточника кошки, крысы и морской свинки (пиелоуретеральное соустье и околопузырная область) выявило наличие автономных пейсмекерных зон [1, 2]. Верхний ритмоводитель органа характеризуется возникновением медленноволновых колебаний мембранного потенциала, на основе которых впоследствии синхронно генерируются потенциалы действия, соответственно создающие перистальтику мочеточника [3]. В отличие от описанного пейсмекера в околопузырной зоне наблюдается лишь спайковая активность, которая находится под влиянием околопочечного ритмогенеза [1,4]. Естественно возникает вопрос о наличии сопутствующей спайковой активности медленноволнового автоматизма, подобной вышеописанной в картине ритмоводителей пиелоуретерального соустья, который и рассматривается в настоящей работе.

Опыты проводили на взрослых кошках (3-4 кг), наркотизированных нембуталом (50-55 мг/кг) внутрибрюшинно, по методике, описанной в [2,4]. Активность околопузырной зоны регистрировалась введением шарикового электрода в соустье соединения мочеточника с мочевым пузырем либо перемещением биполярного электрода непосредственно к околопузырной зоне. Приведенные записи отдельных экспериментов представляют собой данные регистрации на 7-8 животных.

На рис. 1 представлена типичная картина распространяющейся электрической активности из околопочечной области. Используя методику одновременной регистрации электрической активности из различных областей мочеточника, раннее было показано [3], что ритмичные потенциалы действия, возникающие в области пиелоуретерального соустья, распространяются вдоль мочеточника до мочевого пузыря.

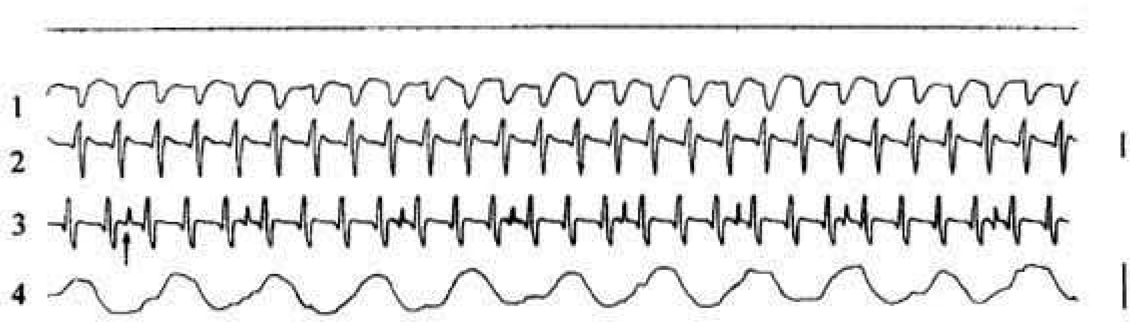


Рис.1. Распространяющаяся волна активности вдоль мочеточника и медленноволновый ритмогенез околопузырной зоны. Активность каждой зоны мочеточника представлена соответственно кривыми (сверху вниз): пиелоуретеральное соустье (1), прилегающая к пиелоуретеральному соустью (2),

прилегающая к мочевому пузырю (3), соустье соединения мочеточника с мочевым пузырем (4). Стрелкой указана спонтанная активность околопузырной области. Калибровка: 2 мВ, 1 с.

Последующее изучение спонтанной активности органа выявило наличие спайкового автоматизма с собственным ритмом и в области, непосредственно прилегающей к мочевому пузырю [1,5,6]. Действительно, как видно из третьей кривой рисунка, наряду с распространяющимися потенциалами действия в околопузырной области наблюдается и собственный спайковый автоматизм (показано стрелкой). При этом если частота биопотенциалов мочеточника в пиелоуретеральной зоне соответствует 19-20 кол/мин, то ритмогенез околопузырной области, как правило, вдвое реже [6]. Введение же шарикового электрода в соустье конуса соединения мочеточника с мочевым пузырем в 60-65% случаев позволило зарегистрировать также и медленные колебания мембранного потенциала (кривая 4 на рис.1). Анализ частотных характеристик обоих типов пейсмекерной активности околопузырной области мочеточника показал, что ритмика спайкового автоматизма несколько превышает таковую медленной активности. Однако, в отличие от верхней части мочеточника, где отмечается четкая корреляция волны с последующим спайком [3, 7, 8], в нижней пейсмекерной зоне органа данная связь отсутствует.

Согласно ранним исследованиям [9,10], вдоль мочеточника может создаваться возбудительная волна как в ортодромном, так и антидромном направлениях. Действительно, при подавлении основного околопочечного ритмоводителя либо перерезке мочеточника наблюдается антиперистальтически направленная волна активности [1,2]. В данной работе подобная картина антидромно направленной возбудительной волны была получена при локальном охлаждении околопочечного ритмоводителя (приложение льда) (рис.2). Антиперистальтически направленная активность возникала в области генеза спайкового автоматизма околопузырной области и завершалась в пиелоуретеральном соустье волной "отдачи" (первая кривая, рис.2). В этих условиях отмечалось полное исчезновение медленноволновой активности из соустья соединения мочеточника с пузырем (рис. 2).

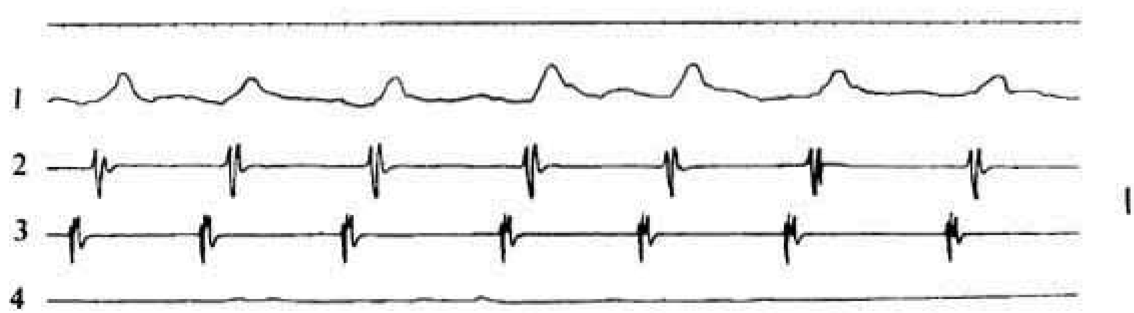


Рис.2. Антиперистальтически направленная волна из околопузырной области. Активность каждой зоны мочеточника представлена соответственно кривыми (сверху вниз): пиелоуретеральное соустье (1), прилегающая к пиелоуретеральному соустью (2), прилегающая к мочевому пузырю (3), соустье соединения мочеточника с мочевым пузырем (4). Калибровка: 2 мВ, 1 с.

Таким образом, медленный автоматизм околопузырной области мочеточника кошки не участвует при возникновении везикоуретерального рефлюкса, а, возможно, служит неким резервным механизмом для проталкивания мочи при экстремальных условиях.

Институт физиологии им. Л. А. Орбели НАН РА

Литература

1. *Казарян К. В., Ванцян В. Ц.* - Физиол. журн. СССР. 1991. Т. 77. N10. С. 120-126.
2. *Казарян К. В., Ванцян В. Ц., Тираян А. С., Акопян Р. Р.* - Рос. физиол. журн. им. И. М. Сеченова. 2000. Т. 86. N12. С. 1656-1661.
3. *Бакунц С. Ф.* Вопросы физиологии мочеточников. Л. Наука. 1970.
4. *Казарян К. В., Ванцян В. Ц., Меликсетян И. Б., Тираян А. С., Акопян Р. Р.* - Рос. физиол. журн. им. И. М. Сеченова. 2002. Т. 88. N7. С. 925-931.
5. *Казарян К. В., Ванцян В. Ц., Меликсетян И. Б., Тираян А. С., Акопян Р. Р.* - Рос. физиол. журн. им. И. М. Сеченова. 2003. Т. 89. N2. С. 200-206.
6. *Казарян К. В., Ванцян В. Ц., Тираян А. С., Акопян Р. Р.* - ДНАН. 2000. Т. 100. N1. С. 88-93.
7. *Klemm M. F., Exintaris B., Lang R. J.* - J. Physiol. 1999. V. 519. N3. P. 867-884.
8. *Santicioli P., Maggi C. A.* - Pharmacological Reviews. 1998. V.50. N4. P. 683-721.
9. *Meini S., Santicioli P., Maggi C.A.* Naunyn-Schmiedeberg's Arch. Pharmacol. 1995. V. 351. P. 79-86.
10. *Weiss R. M.* - In: Campbell's Urology. 1992. P. 113-144.

Ք. Վ. Ղազարյան, Վ. Ց. Վանցյան, Ա. Ս. Տիրայան, Ռ. Ռ. Հակոբյան

Կատվի միզածորանի հարմիզապարկային շրջանի դանդաղ ինքնաբուխ ռիթմոգենեզի ուսումնասիրումը

Ուսումնասիրվել է կատվի միզածորանի հարերիկամային շրջանի ինքնաբուխ ռիթմոգենեզը: Սպայկային ակտիվության հետ միասին բացահայտվել է հարթմկանային դանդաղալիքային ավտոմատիզմ, որն իր հաճախականությամբ երկու անգամ փոքր է պիելոուրետերալ հունի մոտ գտնվող տատանումներից: Միզածորանի անցելիության խախտումը բերում է անտիպերիստալ-տիկ տատանումների առաջացմանը՝ մինչև երիկամ: Այդ պայմաններում հարմիզապարկային շրջանում նկատվում է դանդաղ ալիքների ավտոմատիզմի լրիվ անհետացում:

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ 104-րդ ՀԱՏՈՐԻ

СОДЕРЖАНИЕ 104-го ТОМА

МОРФОЛОГИЯ

ВИРУСОЛОГИЯ

ФИЗИОЛОГИЯ РАСТЕНИЙ

ФИЗИОЛОГИЯ

ЯЗЫКОЗНАНИЕ

CONTENTS of 104 VOLUME

MORPHOLOGY

VIROLOGY

PLANT PHYSIOLOGY

PHYSIOLOGY

LINGUISTICS