ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՁԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ

XVI, № 5
1953

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ս. ԴԱՎԹՅԱՆ, ՀՍՍՌ ԳԱ իսկական անդամ, Ա. Լ. ԹԱԽՏԱՋՅԱՆ, ՀՍՍՌ ԳԱ թղթակից անդամ, Մ. Մ. ԼԵԲԵԴԵՎ (պատ. քարտուղար), Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ, ՀՍՍՌ ԳԱ իսկական անդամ (պատ. խմբագիր), Ա. Լ. ՄՆՋՈՅԱՆ, ՀՍՍՌ ԳԱ թղթակից անդամ, Ս. Գ. ՆԱԶԱՐՈՎ, ՀՍՍՌ ԳԱ թղթակից անդամ, Մ. Գ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, ՀՍՍՌ ԳԱ իսկական անդամ:

Редакционная коллегия

В. А. АМБАРЦУМЯН, действ. чл. АН Арм. ССР (отв. редактор), Г. С. ДАВТЯН, действ. чл. АН Арм. ССР, М. М. ЛЕБЕДЕВ (отв. секретарь), А. Л. МНДЖОЯН, чл.-корресп. АН Арм. ССР, А. Г. НАЗАРОВ, чл.-корресп. АН Арм. ССР, М. Г. НЕРСИСЯН, действ. чл. АН Арм. ССР, А. Л. ТАХТАДЖЯН, чл.-корресп. АН Арм. ССР.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆ
ЕРЕВАН

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Էջ

Աստղաֆիզիկա

Լ. Վ. Միրզոյան—*Աստղերի անընդհատ սպեկտրի մի պարամետրի մասին* . . 129

Մեխանիկա

Ա. Գ. Նազարով, Հայկական ՍՍՌ ԳԱ թղթակից անդամ—*Առաձգական տատանումների դեպքում էներգիայի ցրման հաշվառման եղանակը* 137

Շինարարական նյութեր

Ջ. Ա. Հացագործյան—*Ծակոտկեն նյութի ամրության կոռելյացիոն կապը նրա ծակոտկենության աստիճանի և բնույթի հետ* 141

Միջատաբանություն

Ս. Մ. Խնձորյան—*Թերթիկաբեղիկավոր բզեզների* (Coleoptera, Scarabaeidae) *նոր ներկայացուցիչ Հայկական ՍՍՀ-ից* Tanyproctus (Tetraproctus) antennatus sp. nov. 149

Ֆիզիոլոգիա

Ս. Ս. Հովհաննիսյան—*Մկանի բիոէլեկտրական երևույթների կապը գլիկոլիզի հետ* 151

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Астрофизика

Л. В. Мирзоян—Об одном параметре непрерывного спектра звезд . . 129

Механика

А. Г. Назаров, чл.-корресп. АН Армянской ССР—Метод учета рассеяния энергии при упругих колебаниях 137

Строительные материалы

З. А. Ацагорцян—Корреляционная связь прочности пористого материала со степенью и характером его пористости 141

Энтомология

С. М. Хнзорян—Новый представитель семейства пластинчатоусых (Coleoptera, Scarabaeidae) из Армянской ССР—Tanyproctus (Tetraproctus) antennatus sp nov. 149

Физиология

С. С. Оганесян—Связь биоэлектрических явлений в мышце с гликолизом 151

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XVI 1953 5

АСТРОФИЗИКА

Л. В. Мирзоян

Об одном параметре непрерывного спектра звезд

(Представлено В. А. Амбарцумяном 1 III 1953)

В работе, посвященной спектрофотометрическому исследованию 20 звезд ранних спектральных классов, автором (1) был отмечен следующий интересный факт: полуразность $\frac{1}{2}(\Phi_2 - \Phi_1)$, величин спектрофотометрических градиентов в двух соседних областях, с обеих сторон от бальмеровского скачка (Φ_1—определен в области до скачка, а Φ_2 — за скачком) коррелирует со спектральными характеристиками звезды. А именно, эта полуразность у звезд с характеристиками *ne* и *n* в среднем меньше, чем у остальных звезд. Рассмотрение указанной полуразности для 64 звезд ранних спектральных классов из работы Д. Барбье и Д. Шалонжа (2) подтвердило эту закономерность.

В связи с тем, что полуразность $\frac{1}{2}(\Phi_2 - \Phi_1)$ показывает почти незаметное изменение с избытком цвета звезды*, было высказано предположение, что она является определенным параметром звездной атмосферы, каким-то образом связанным с особенностями последней.

Настоящая статья посвящена рассмотрению этого вопроса.

Для большей наглядности вместо полуразности $\frac{1}{2}(\Phi_2 - \Phi_1)$ рассматривается разность $\Phi_2 - \Phi_1$.

1. Разность $\Phi_2 - \Phi_1$ в общем случае есть сумма двух следующих слагаемых: разности $\Phi_{02} - \Phi_{01}$ величин спектрофотометрических градиентов звезды, не подверженной межзвездному избирательному поглощению и разности $\Delta\Phi_{02} - \Delta\Phi_{01}$ приращений этих величин, вследствие избирательности поглощения света от звезды в межзвездном пространстве:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \Phi_{02} - \Phi_{01} + (\Delta\Phi_{02} - \Delta\Phi_{01}). \qquad (1)$$

Рассмотрим отдельно обе эти слагающие.

Разность $\Phi_{02} - \Phi_{01}$ показывает величину изменения собственного спектрофотометрического градиента звезды в зависимости от раз-

* См. фиг. 21 и 22 в работе (1).

ности средних длин волн областей определения этого градиента. В наиболее простом случае, когда распределение энергии в непрерывном спектре звезды можно представить законом Планка, спектрофотометрический градиент меняется по закону ([3]):

$$\Phi = \frac{c_2}{T}\left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}\right)^{-1}, \qquad (2)$$

где c_2 постоянная в законе Планка, Т—спектрофотометрическая температура звезды, а λ—средняя длина волны области определения градиента. Вычисление разности $\Phi_{02} - \Phi_{01}$ в этом случае не представляет никаких трудностей. Гораздо сложнее определение этой разности, когда распределение энергии в непрерывном спектре звезды отклоняется от Планковского распределения. В последнем случае неизвестен теоретический закон распределения энергии и, следовательно, также вид зависимости спектрофотометрического градиента от длины волны λ.

Вторая слагающая в выражении (1) $\Delta\Phi_{02} - \Delta\Phi_{01}$ связана с законом избирательного поглощения света со стороны межзвездной материи. Она может быть легко вычислена при данном законе избирательного поглощения, если известен избыток цвета (ИЦ) звезды. Автором ([4]) было показано, что при любом законе избирательного поглощения и независимо от закона распределения энергии в непрерывном спектре звезды существует линейная зависимость между приращением величины спектрофотометрического градиента и избытком цвета (ИЦ) звезды. В самом общем случае, когда закон избирательного поглощения представляется как некоторая определенная функция длины волны: $\mathrm{Const}\cdot\psi(\lambda)$, эта зависимость имеет вид ([4])

$$\Delta\Phi = \frac{0{,}921}{\psi(\lambda_1) - \psi(\lambda_2)} \cdot \frac{d\psi(\lambda)}{d(1/\lambda)}\,\text{ИЦ}\,. \qquad (3)$$

Здесь λ_1 и λ_2—эффективные длины волн системы показателей цвета, а производная $\frac{d\psi(\lambda)}{d(1/\lambda)}$ определена для значения λ, соответствующего средней длине волны области определения градиента Φ.

Пользуясь формулами (1) и (3), разность $\Phi_2 - \Phi_1$ можно представить в следующей форме:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = A\left[\left|\frac{d\psi(\lambda)}{d(1/\lambda)}\right|_{\lambda=\bar{\lambda}_2} - \left|\frac{d\psi(\lambda)}{d(1/\lambda)}\right|_{\lambda=\bar{\lambda}_1}\right]\text{ИЦ} + C\,, \qquad (4)$$

где $\bar{\lambda}_1$ и $\bar{\lambda}_2$—средние длины волн спектральных областей определения градиентов Φ_1 и Φ_2, $C = \Phi_{02,} - \Phi_{01,}$ а множитель $A = \frac{0{,}921}{\psi(\lambda_1) - \psi(\lambda_2)}$ имеет постоянное значение для данной системы показателей света.

2. Коэффициент при ИЦ в формуле (4) однозначно определяется законом избирательного поглощения. Однако это справедливо лишь

в применении к звездам, покраснение которых обусловлено исключительно избирательным поглощением света в межзвездном пространстве. Несколько иначе обстоит дело при рассмотрении звезд с особенностями в спектрах: звезд с характеристиками *c* и *e*. У этих звезд значительная доля покраснения обусловлена особенностями атмосфер последних, т. е. независима от закона межзвездного избирательного поглощения. Наглядно это было показано в работе О. А. Мельникова (5). Сопоставление кривых поглощения, обусловленных двумя разными причинами,—межзвездным избирательным поглощением и протяженностью фотосферы звезды,—показало их большое сходство. С другой стороны, изучение зависимости избытка цвета от эквивалентной ширины линий межзвездного натрия привело к выводу, что для данного расстояния Be-звезды оказываются более красными, чем B- и cB-звезды, т. е. у Be-звезд часть покраснения имеет внутреннюю звездную природу.

Исходя из этого обстоятельства, мы вправе ожидать, что значения коэффициента при ИЦ в формуле (4) для звезд с внутренним покраснением может отличаться от теоретического его значения, вычисленного для нормальных звезд.

Формула (4) может иметь следующие применения:

а) *Распределение энергии в непрерывном спектре звезды.* Если величины Φ_1 и Φ_2 привести к одинаковой длине волны при помощи формулы (2), то свободный член $C = \Phi_{02} - \Phi_{01}$ в формуле (1) при Планковском распределении энергии в непрерывном спектре звезды должен исчезнуть. Поэтому величина постоянной C является определенной мерой величины отклонения распределения энергии в непрерывном спектре звезды от Планковского распределения.

Определение зависимости $\Phi_2 - \Phi_1$ от избытка цвета звезды на основе определения величин Φ_1, Φ_2 и ИЦ в разных участках непрерывного спектра даст возможность изучения распределения энергии в непрерывном спектре звезд и определения величины отклонения его от Планковского распределения.

В применении к звездам с особенностями в спектрах такое исследование делает возможным изучение связи отдельных спектральных характеристик с параметрами непрерывного излучения звезд, со спектрофотометрическими градиентами.

б) *Закон межзвездного избирательного поглощения.* Для нормальных звезд формула (4) применима без оговорок. Коэффициент A при ИЦ в этом случае является функцией от закона избирательного поглощения. Величину постоянной A можно определить на основе измерений величин Φ_1 и Φ_2 звезд с разными ИЦ. Сравнение полученного таким образом значения с его теоретическим значением согласно формуле (4) может служить для проверки правильности принятого закона избирательного поглощения.

3. С целью иллюстрации изложенного формула (4) автором применена к B-звездам.

Использованы величины спектрофотометрических градиентов и фотоэлектрические избытки цвета 64 звезд спектрального класса B, общих в работах ([2]) и ([6]).

Материал этот вначале был разбит на две группы: *a*—звезды B (нормальные и с характеристиками *n*, *s* и *c*), *b*—звезды Be (часть с характеристиками *n* и *c*). Спектральная классификация заимствована из работы ([6]).

Вместо $\Phi_2 - \Phi_1$ использована $\Delta\varphi$: разность величин спектрофотометрических градиентов Φ_2 и Φ_1* после их приведения к $\lambda = 3700A$ по формуле (2). Величины разности $\Delta\varphi$ взяты из работы ([2]).

Зависимость $\Delta\varphi$ от избытка цвета (ИЦ) для B и Be-звезд представлена графически на рис. 1. Прямые проведены согласно решениям, способом наименьших квадратов, систем уравнений вида:

$$\Delta\varphi = a.\text{ИЦ} + c, \tag{5}$$

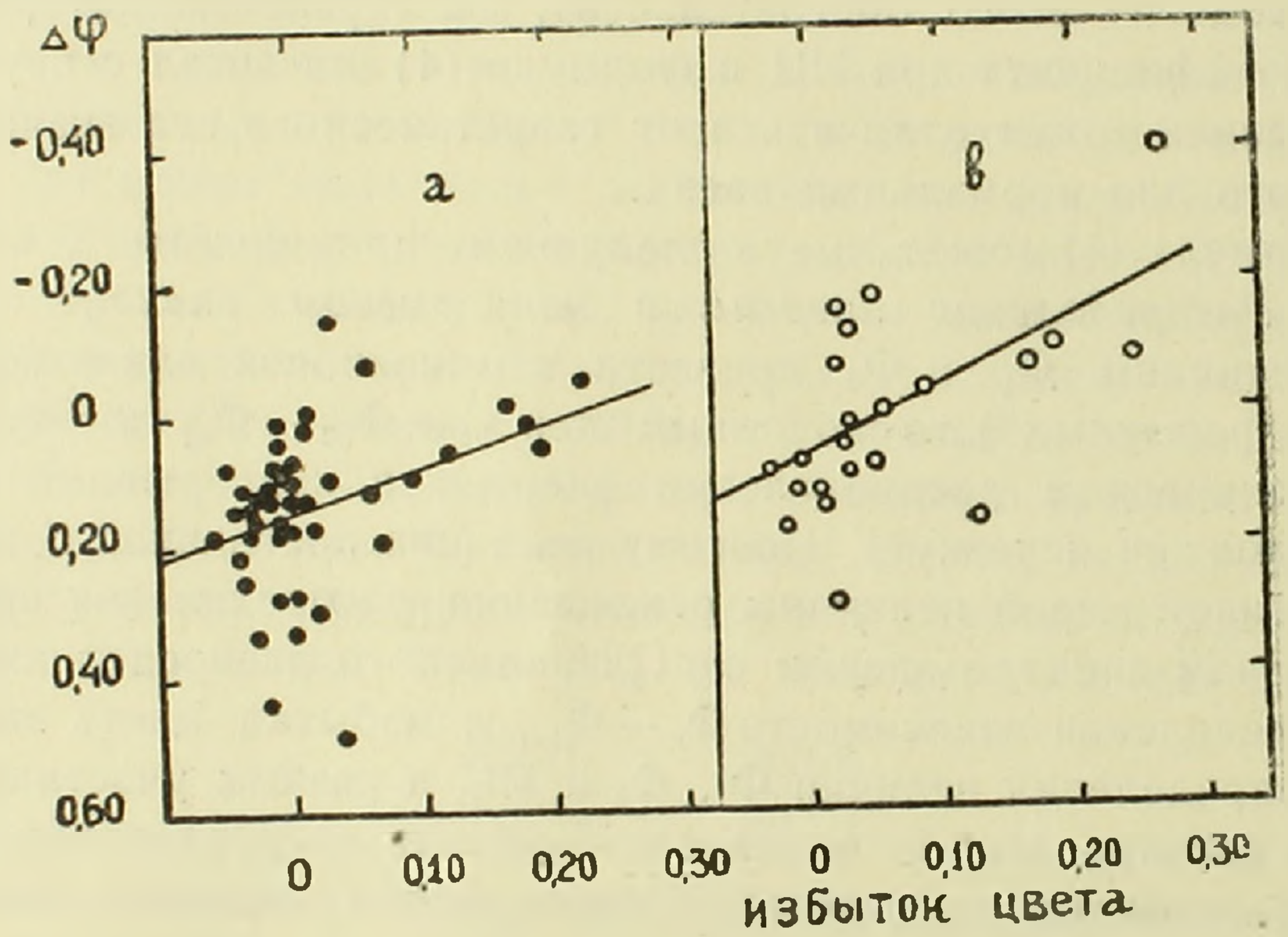

Рис. 1. Зависимость разности величин спектрофотометрических градиентов $\Delta\varphi$ (ордината) от избытка цвета (абсцисса).
a— звезды B, *b*— звезды Be.

Величины постоянных *a* и *c* вместе с вероятными ошибками для указанных групп приведены в таблице 1 (*n*—число звезд в каждой группе).

Таблица 1

Группа	*n*	*a*	*c*
B-звезды	42	-0.74 ± 0.14	0.15 ± 0.01
Be-звезды	22	-0.98 ± 0.18	0.06 ± 0.02

* В работе ([2]) соответствующие спектрофотометрические градиенты обозначены через φ_1 и φ_2.

Как видно из этой таблицы, постоянная *c* отлична от нуля для обеих групп. Это означает, как было указано выше, что распределение энергии в непрерывном спектре использованных звезд отклоняется от закона Планка. Величина отклонения у Be-звезд меньше, чем у нормальных B-звезд.

Затем использованный материал был разбит на четыре группы по спектральным характеристикам*: I — нормальные B-звезды, II—звезды cB, III—звезды Bs (характеристика s) и IV—звезды Be и Bne**.

Таблица 2 содержит значения постоянных *a* и *c*, а также их вероятные ошибки для этих групп.

Таблица 2

Группа	*n*	*a*	*c*
B	17	-0.99 ± 0.55	0.15 ± 0.02
cB	10	-0.84 ± 0.16	0.16 ± 0.02
Bs	9	-1.97 ± 0.86	0.11 ± 0.02
Be, Bne	18	-1.27 ± 0.33	0.08 ± 0.02

Большие ошибки определения постоянной *a* обусловлены тем, что среди рассмотренных звезд (за исключением cB-звезд) очень мало звезд с большими ИЦ, что сильно уменьшает вес определения этой постоянной.

Согласно данным таблицы 2, распределение энергии в непрерывном спектре не Планковское во всех группах, причем величина отклонения от Планковского распределения минимальная у звезд последней группы. Для остальных групп она приблизительно равна.

Таким образом, согласно статистике использованных в настоящей работе наблюдательных данных малое значение $\Delta\varphi$ (следовательно, и $\Phi_2 - \Phi_1$) у Be- и Bne-звезд обусловлено не межзвездным избирательным поглощением, а внутренними причинами (протяженность фотосферы, оболочка и т. д.). Оно указывает на то, что излучение звезд Be в исследуемой области ближе подходит к излучению абсолютно черного тела, чем излучение нормальных B-звезд. Насколько это реально, трудно сказать без дальнейших исследований в этом направлении.

Рассмотрим данные таблиц 1 и 2 в связи с вопросом о законе избирательного поглощения в межзвездном пространстве. На первый взгляд кажется странным, что постоянная *a*—коэффициент при ИЦ в формуле (4)—отрицательна для всех групп. Это означает, что раз-

---

* Звезды cB с характеристикой *e* исключены из рассмотрения.

** B-звезд с характеристикой *n* очень мало, в большинстве случаев характеристика *n* ассоциирует с характеристикой *e*. Этим обусловлено включение звезд Be и Bne в одну группу.

ность $\Delta\varphi$ убывает при возрастании избытка цвета (ИЦ). Последнее обстоятельство как будто трудно согласовать с фактом увеличения величины поглощения при переходе к коротким длинам волн.

Однако в данном случае для нас важна не сама величина поглощения, а скорость изменения этой величины (градиент поглощения). Знак минус перед a показывает, что эта скорость в ультрафиолете значительно меньше, чем в фотографической области (для всех рассмотренных групп $a<-0.50$). Этот интересный наблюдательный факт легко объяснить в предположении изменения α—показателя в законе избирательного поглощения: Const $\cdot\ k_\lambda \lambda^{-\alpha}$, причем это изменение идет в направлении уменьшения α в сторону коротких длин волн.

Для пояснения этого обратимся к формулам (3) и (4). При законе избирательного поглощения Const $\cdot\ k_\lambda \lambda^{-\alpha}$ формула (3) в первом приближении принимает вид:

$$\Delta\Phi = A \cdot k_\lambda\ \alpha\lambda^{1-\alpha}\ \text{ИЦ}, \tag{3a}$$

где A имеет постоянное значение для данной системы показателей цвета, k_λ —коэффициент, изменяющийся с длиной волны, а λ и α имеют прежние значения.

В этом частном случае формула (4) имеет следующий вид:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = A\left[\left|k_\lambda\ \alpha\lambda^{1-\alpha}\right|_{\lambda=\overline{\lambda_2}} - \left|k_\lambda\ \alpha\lambda^{1-\alpha}\right|_{\lambda=\overline{\lambda_1}}\right]\text{ИЦ} + C. \tag{4a}$$

Здесь $\overline{\lambda_1}$ и $\overline{\lambda_2}$ —средние длины волн областей определения Φ_1 и Φ_2, $A = \text{Const} > 0$*, а $C = \Phi_{02} - \Phi_{01}$.

Чтобы коэффициент при ИЦ в формуле (4а) был меньше—0.50 ($a<-0.50$) необходимо, чтобы имело место следующее неравенство:

$$\frac{\left|k_\lambda\ \alpha\lambda^{1-\alpha}\right|_{\lambda=\overline{\lambda_2}}}{\left|k_\lambda\ \alpha\lambda^{1-\alpha}\right|_{\lambda=\overline{\lambda_1}}} < 1 - \frac{0.50}{A\left|k_\lambda\ \alpha\lambda^{1-\alpha}\right|_{\lambda=\overline{\lambda_1}}}, \tag{6}$$

Средние длины волн областей определения Φ_1 и Φ_2 равны соответственно $\overline{\lambda_1}=0.425\,\mu$, $\overline{\lambda_2}=0.350\,\mu$, так что $\overline{\lambda_1}>\overline{\lambda_2}$. Обозначим значения k_λ для длин волн $\overline{\lambda_1}$ и $\overline{\lambda_2}$ соответственно через k_1 и k_2. В предположении $\alpha = Const.$ в области $(\overline{\lambda_1}, \overline{\lambda_2})$ неравенство (6) напишется в виде:

$$\frac{k_2}{k_1}\left(\frac{\overline{\lambda_2}}{\overline{\lambda_1}}\right)^{1-\alpha} < 1 - 0.50\left(A\,k_1\alpha\overline{\lambda_1}^{\,1-\alpha}\right)^{-1}. \tag{7}$$

Нетрудно показать, что в этом случае неравенство (7) не имеет места ни при каких значениях α. Разберем все возможные случаи:

---

* $A = \dfrac{\lambda_1^\alpha\ \lambda_2^\alpha}{\lambda_1^\alpha - \lambda_2^\alpha}\ \overline{k}^{-1}$, где λ_1 и λ_2 — эффективные длины волн системы показателей цвета, причем $\lambda_1>\lambda_2$, а $\overline{k}$—среднее значение k_λ для области (λ_1, λ_2).

а) $\alpha = \text{Const} = 1$. Второй член справа в (7) всегда больше нуля, следовательно, правая часть неравенства всегда меньше единицы. С другой стороны, $k_2 \geqslant k_1$. Поэтому случай этот не может иметь места.

б) $\alpha = \text{Const} > 1$. В этом случае выражение в скобках в левой части и, следовательно, вся левая часть неравенства (7) больше единицы, в то время как правая часть меньше единицы. Неравенство (7) не удовлетворяется.

в) $\alpha = \text{Const} < 1$. Для разных значений $\alpha < 1$ можно вычислить обе части неравенства (7), если известна величина A. Согласно многочисленным исследованиям ([5]), в области эффективных длин волн использованной нами системы показателей цвета ($\lambda_1 = 0.477\,\mu$ и $\lambda_2 = 0.426\,\mu$), показатель α равен единице*. Следовательно, имеем: $A = 3.67\ \bar{k}^{-1}$, где попрежнему $\bar{k}$—среднее значение k_λ в области (λ_1, λ_2). В таблицах 3 и 4 приведены соответственно значения выражений в левой и правой частях неравенства (7) для разных значений $\alpha < 1$ и отношений $\frac{k_2}{k_1}$ и $\frac{k_1}{\bar{k}}$ $(\bar{\lambda}_1 = 0.425\,\mu, \bar{\lambda}_2 = 0.350\ \mu)$

Таблица 3

$\frac{\bar{k}_2}{k_1}\left(\frac{\lambda_2}{\bar{\lambda}_1}\right)^{1-\alpha}$

$\frac{k_2}{k_1}$ \ α	0.3	0.5	0.7	0.9
1.0	0.87	0.91	0.94	0.98
1.2	1.04	1.09	1.13	1.18
1.4	1.22	1.27	1.32	1.37
1.6	1.39	1.46	1.51	1.57

Таблица 4

$1-0.50\ (A\ k_1 \alpha \bar{\lambda}_1^{\,1-\alpha})^{-1}$

$\frac{k_1}{\bar{k}}$ \ α	0.3	0.5	0.7	0.9
1.0	0 20	0.59	0.75	0 84
1.1	0.27	0.63	0.77	0.85
1.2	0.33	0.66	0.79	0.87
1.3	0.38	0.68	0.81	0.88

Следует указать, что согласно определению О. А. Мельникова ([6]): $\frac{k_2}{k_1} \simeq 1.4$, а $\frac{k_1}{\bar{k}} \simeq 1.1$, так что таблицы 3 и 4 полностью охватывают диапазон возможных значений этих отношений.

Рассмотрение таблиц 3 и 4 показывает, что ни при каких возможных комбинациях значений $\frac{k_2}{k_1}$ и $\frac{k_1}{\bar{k}}$ неравенство (7) не имеет места при любом значении $\alpha < 1$.

Таким образом, мы приходим к выводу, что показатель α изменяется с длиной волны, причем согласно неравенству (6) убывает при переходе к коротким длинам волн.

В заключение небезынтересно привести значение коэффициента a, вычисленного с помощью формулы (4а) на основе данных работы ([4]):

---

* Допущение $\alpha = 1$ в области (λ_1, λ_2) не является ограничением. Результаты аналогичных вычислений для случая $\alpha = 0.5$ в области (λ_1, λ_2) качественно не отличаются от нижеприведенных (таблицы 3 и 4).

$\alpha_{0,425} = 0.81$, $\alpha_{0,350} = 0.52$, $\alpha = 1$ в области эффективных длин волн λ_1 и λ_2, $\frac{k_2}{k} = 1.54$ и $\frac{k_1}{k} = 1.10$. Подставляя все эти значения в выражение a в формуле (4а), окончательно имеем: $a = -1.04$. Последнее значение по величине близко к значению $a = -0.99$, полученного на основе наблюдательных данных для нормальных B-звезд (таблица 2).

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академии наук Армянской ССР

Л. В. МИРЗОЯН

Աստղերի անընդհատ սպեկտրի մի պարամետրի մասին

Ուսումնասիրության է ենթարկված աստղի անընդհատ սպեկտրը բնութագրող պարամետրի՝ սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտի Φ փոփոխությունը կախված ալիքի երկարությունից—λ։ Այդ գրադիենտի երկու տարբեր սպեկտրալ տիրույթներում ունեցած արժեքների տարբերությունը $\Phi_2 - \Phi_1$, քննարկված է որպես անընդհատ սպեկտրի մի նոր պարամետր։

*$\Phi_2 - \Phi_1$ տարբերությունը ընդհանուր դեպքում կախված է ինչպես գրադիենտի փոփոխությունից ալիքի երկարության հետ միասին, այնպես էլ միջաստղային ընտրական կլանման մեծությունից, որը չափվում է աստղի գույնի ավելցուկով։ Ցույց է տրված, որ Φ_2 Φ_1 տարբերության և աստղի գույնի ավելցուկի միջև գոյություն ունի գծային կապ։ Ամենաընդհանուր դեպքում, երբ միջաստղային ընտրական օրենքը Const. $\psi(\lambda)$ տեսքի է, այդ կապը ներկայացվում է (4) բանաձևով։ Գծային այդ կապը կարելի է ստանալ միջաստղային ընտրական կլանմանը տարբեր չափով ենթակա աստղերի սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտների և գույնի ավելցուկների չափումների հիման վրա։ Այդ ձևով ստացված կապի համեմատությունը տեսական բանաձևի հետ հնարավոր է դարձնում աստղերի անընդհատ սպեկտրում էներգիայի բաշխման, ինչպես նաև միջաստղային ընտրական կլանման օրենքի ուսումնասիրությունը։ Նման համեմատություն հոդվածում կատարված է B սպեկտրալ դասի աստղերի համար։ Ցույց է տրված, որ այդ աստղերի անընդհատ սպեկտրի ուլտրամանուշակագույն մասում էներգիայի բաշխումը շեղվում է Պլանկի օրենքից։ Միաժամանակ ցույց է տրված, որ Const. $\lambda^{-\alpha}$ տեսքի միջաստղային ընտրական կլանման օրենքում α ցուցիչը ֆունկցիա է ալիքի երկարությունից՝ $\alpha = f(\lambda)$, քան որում α-ն նվազում է λ-ի հետ միասին։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Л. В. Мирзоян, Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. 7, 1951. [2] *Д. Барбье, Д. Шалонж*, Annales d'Astrophysique, **4**, 31, 1941. [3] *Э. Р. Мустель*, Успехи астрономических наук, **3**, 159, 1947. [4] *Л. В. Мирзоян*, Известия АН Арм. ССР, серия ФМЕТ. наук 5, № 6, 1952. [5] *О. А. Мельников*, Труды ГАО, **64**, серия II, § 29, 1950. [6] *Дж. Стеббинс, К. Хаффер, А. Уитфорд*, Astrophisical Journal, **91**, 20, 1940.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XVI 1953 5

МЕХАНИКА

А. Г. Назаров, чл.-корресп. АН Армянской ССР

Метод учета рассеяния энергии при упругих колебаниях

(Представлено 4 IV 1953)

Мы рассматривали гипотезы, приводящие при учете рассеяния энергии к линейным дифференциальным уравнениям ([2]).

Учет рассеяния энергии при колебаниях упругих систем приводит, в общем случае, к нелинейным дифференциальным уравнениям, трудно поддающимся даже приближенному решению. Например, если причиной рассеяния энергии является упругий гистерезис, то при точной постановке вопроса необходимо составить различные дифференциальные уравнения, соответственно для восходящей и нисходящей ветвей петли гистерезиса, решение которых крайне затруднительно ([1, 2, 3]).

С другой стороны, хорошо известен тот факт, что периоды свободных колебаний упругих систем и соответствующие им фундаментальные функции, например, при изгибных и крутильных колебаниях, вычисленных без учета рассеяния энергии, достаточно точно отвечают действительности, т. е. при рассеянии энергии.

При решении задачи без учета рассеяния энергии свободные колебания подчиняются гармоническому закону; при учете рассеяния энергии свободные колебания затухают, но период колебаний, как уже отмечалось выше, остается практически той же величины. В силу трудностей, связанных с решением нелинейных уравнений, по ним практически не имеем возможности определять ни периоды свободных колебаний, ни отвечающие им фундаментальные функции, ни закон затухания амплитуды колебаний во времени.

Если же устранить из нелинейных дифференциальных уравнений нелинейные члены, учитывающие рассеяние энергии, то придем к обычным линейным дифференциальным уравнениям. Последние позволяют легко определить периоды свободных колебаний и фундаментальные функции, практически совпадающие с таковыми же для нелинейных колебаний, но при этом остается открытым вопрос о законе затухания колебаний.

Следующее затруднение при изучении рассеяния энергии возни-

кает при попытке перехода от количественного учета рассеяния энергии в материале к учету рассеяния энергии в конструкции. Вопрос этот разрешен лишь для некоторых частных случаев, и потому при исследованиях общего характера такой мост не удается перебрасывать, в результате чего возникает затруднение в получении обоснованных результатов с точки зрения физики твердых тел.

Ниже покажем, что при использовании энергетического метода и установленного выше факта неизменности периода свободных колебаний и отвечающих им фундаментальных функций поставленная задача может быть достаточно просто разрешена.

Пусть свободные колебания какой-либо упругой системы происходят по какой-либо определенной фундаментальной функции $f.\varphi(x,y,z)$, где f—смещение какой-либо характерной точки, для которой, следовательно, принято $\varphi(x,y,z)=1$. Пусть упругая система отведена в крайнее отклоненное положение $f_1\varphi(x,y,z)$ и предоставлена самой себе. По истечении полупериода колебаний упругая система примет новое крайнее отклоненное положение $f_2\varphi(x,y,z)$, по истечении одного периода колебаний упругая система займет крайнее отклоненное положение $f_3\varphi(x,y,z)$ и т. д.

Ясно, что из-за рассеяния энергии

$$f_1>f_2>f_3\ldots$$

Речь идет об определении смещений $f_2, f_3, f_4\ldots$ если известно f_1.

При крайних отклоненных положениях упругой системы она будет заряжена лишь потенциальной энергией, величина которой равна соответственно

$$Af_1^2,\quad Af_2^2,\quad Af_3^2\ldots,$$

причем A величина, определяемая видом функции $\varphi(x,y,z)$. Пусть величина рассеянной энергии за первый полупериод колебаний есть Ω_1, за второй полупериод колебаний—Ω_2 и т. д.

Тогда из закона сохранения энергии следует:

$$\begin{aligned} Af_1^2 &= Af_2^2+\Omega_1,\\ Af_2^2 &= Af_3^2+\Omega_2,\\ Af_i^2 &= Af_{i+1}^2+\Omega_i\ . \end{aligned}\qquad (1)$$

Если величины рассеянной энергии известны, то из полученных рекуррентных соотношений определятся значения

$$f_2,\ f_3,\ f_4\ldots.$$

Если Ω_i является функцией координат смещения упругой системы, то ее значения будут известны с той же степенью точности, что и фундаментальные функции, т. е. достаточно точно; причем закон колебаний упругой системы в точности определится в моменты времени $t=0, \frac{T}{2}, T, \frac{3}{2}T$ и т. д., где T—период колебаний.

Если же Ω_i является функцией скоростей деформации, то Ω_i может быть определена лишь приближенно, так как закон затухания колебаний неизвестен.

С помощью полученных соотношений нетрудно определить f_2, f_3... Например, если поглощение энергии происходит за счет упругого гистерезиса, то оно должно явиться функцией максимального напряженного состояния.

Максимальное же напряженное состояние определяется видом фундаментальной функции $f \cdot \varphi(x,y,z)$, или, в конечном счете, значением f для данной формы колебаний. Задавшись определенным количеством пока неизвестных параметров a_i, приближенно определяющих функцию рассеяния энергии ω в единице объема материала упругого тела, получим:

$$\Omega(f, a_1, a_2, a_3...) = \int \omega dv. \tag{2}$$

В уравнениях (1) в этом случае надо положить

$$\Omega_i = \Omega(f_i, a_1, a_2, a_3...). \tag{3}$$

Произведя несколько экспериментов, по количеству имеющихся параметров a_i, при изменяющихся условиях свободных колебаний упругой системы, например, при различных схемах загружения, мы получим из (1) систему уравнений, при известных f_i и неизвестных параметрах. Решение этой системы уравнений даст искомые значения параметров a_1, a_2, a_3.... Если гипотеза была подобрана правильно, то значения f_i, определенные из системы (1), должны дать хорошие результаты для других экспериментов.

В общем случае система уравнений может иметь весьма сложную форму, точное разрешение которой практически невозможно. Здесь нужно воспользоваться тем, что разница между f_i и f_{i+1} невелика и потому достаточно ограничиться лишь рассмотром первой степени приращения $\Delta f = f_{i+1} - f_i$, что приводит к решению рекуррентных соотношений, каждые из которых первой степени. При желании можно учесть также вторые степени приращений, что приведет к решению уравнений второй степени.

Вычисление рассеяния энергии при наложении нескольких колебаний значительно сложнее и указанным здесь приемом может быть определено лишь приближенно.

Для стационарных однотонных вынужденных колебаний под действием пульсирующей силы

$$P = P_0 \sin pt,$$

действующей на упругую систему, вычисления могут быть построены следующим образом.

Пусть форма деформированного состояния системы при вынужденных колебаниях без учета рассеяния энергии есть $\varphi(x, y, z)$.

Тогда приближенное уравнение изогнутой оси балки можно записать в виде:

$$u = f.\varphi(x, y, z)\sin(pt-\alpha), \tag{4}$$

где α — сдвиг фазы, обусловленной рассеянием энергии. Неизвестными величинами здесь являются f и α.

Необходимы два уравнения. Первое уравнение получим из того условия, что работа пульсирующей силы P за период колебаний $T=\frac{2\pi}{p}$ равна рассеянию энергии Ω за тот же период.

Стало быть,

$$\int_0^T P du = \Omega. \tag{5}$$

Второе уравнение получится из рассмотра энергетического баланса упругой системы при переходе ее от среднего положения в крайнее отклоненное положение.

Пусть кинетическая энергия в среднем положении V_k, приращение потенциальной энергии в крайнем положении V, рассеяние энергии за четверть периода колебаний $\frac{\Omega}{4}$. Стало быть, имеет место

$$V_k + \int_0^{\frac{T}{4}} P du = V + \frac{\Omega}{4}. \tag{6}$$

Из уравнений (5) и (6) определятся искомые α и f.

Институт строительных материалов и сооружений
Академии наук Армянской ССР

Ա. Գ. ՆԱԶԱՐՅԱՆ

Առաձգական տատանումների դեպքում էներգիայի ցրման հաշվառման եղանակը

Աշխատանքում դիտված է առաձգական տատանումների դեպքում էներգիայի ցրման հաշվառման եղանակը, որը հիմնվում է հետևյալի վրա։

Հայտնի է, որ շատ դեպքերում առաձգական սիստեմների ազատ տատանումների տեսությունը և նրան համապատասխան ֆունդամենտալ ֆունկցիաները, երբ հաշվի չի առնվում էներգիայի ցրումը, որը իհարկե գոյություն ունի, բավարար ճշտությամբ համապատասխանում են իրականությանը։ Դրա համար էներգիայի ցրման հաշվառման դեպքում բավական է հաշվել միայն տատանման մարումը, որի համար օգտագործվում է էներգիայի պահպանման օրենքը։ Այդ սրիսմը օգտագործվում է և ստիպողական տատանումների ամպլիտուդանները հաշվելու համար։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Н. Н. Давиденков*, ЖТФ. VIII, в. 6, 1938. [2] *А. Г. Назаров*. ДАН Арм. ССР, XVI, 3, 1953. [3] *Д. Ю. Панов*, ПММ, IV, в. 1, 1940. [4] *Г. С. Писаренко*, ЖТФ, XIX, в. 12, 1949.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XVI 1953 5

СТРОИТЕЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

З. А. Ацагорцян

Корреляционная связь прочности пористого материала со степенью и характером его пористости

(Представлено А. Г. Назаровым 16 IV 1953)

Известна связь между прочностью данной породы каменного материала и степенью его пористости. На основе обработки экспериментальных данных предложены эмпирические формулы и графики зависимости прочности некоторых распространенных пористых пород камня от их объемного веса или от их плотности, т. е. обратной величины пористости ([1–4]).

Однако результаты испытания реальных каменных пород показывают большую дисперсию по отношению к указанной зависимости. Это обстоятельство, очевидно, в значительной мере объясняется неоднородностью пористой структуры каменных пород.

Действительно, плотные нетрещиноватые породы обычно дают лучшую сходимость результатов испытания проб и образцов камня, чем пористые породы, даже при одной и той же степени их пористости. Следовательно, причиной разброса результатов испытания прочности пористого камня при данной степени пористости является, главным образом, неодинаковость пористой структуры или характера пористости камня. Под понятием характера пористости следует понимать весьма сложную геометрическую характеристику пор: размеры, конфигурацию, взаимное расположение, связанность пор и др.

Конечно, могут быть каменные породы с более или менее однородным характером пористости, и тогда их прочность будет зависеть в основном только от степени пористости. Но в большинстве случаев в пористых каменных породах наблюдается неоднородность пористости не только по суммарному объему пор в единице объема, но и по характеру пористости.

Влияние первого—количественного фактора—пористости обычно сильнее. Но и второй фактор—„качество“ пор, если так можно назвать, иногда играет весьма существенную роль. С таким случаем мы встретились, в частности, при изучении литоидной пемзы, нашедшей за последнее время большое применение в качестве заполнителя бетона в крупном гидротехническом строительстве в Армянской ССР.

Первые испытания литоидной пемзы в Институте строительных материалов и сооружений Академии наук Армянской ССР показали значительный разброс результатов (предел прочности при сжатии от 47 до 318 *кг/см*^{2}) и отсутствие какой-либо закономерной связи между прочностью и объемным весом материала. Правда, при более тщательном изучении вопроса выяснилось существенное значение для литоидной пемзы направления раздавливающей силы, так как она обладает явно струистой (флюидальной) структурой. Но и в пределах результатов испытаний литоидной пемзы в одном и том же направлении по отношению к струистости (параллельно или перпендикулярно) наблюдается отсутствие четкой закономерной связи между прочностью и объемным весом.

Для исследования причин нарушений зависимости прочности каменного материала от его объемного веса или пористости нами были проведены особенно тщательные испытания 24 образцов литоидной пемзы (исполнитель Ф. Г. Арутюнян).

При этом, с целью выяснения различия в характере пористости, для каждого образца (кубика разм. около 10×10×10 *см*) было определено водопоглощение как в нормальных условиях, так и при кипячении в воде. Для точного установления величины пористости образцов по их объемному весу был определен удельный вес материала (в порошке) каждого образца в отдельности.

Испытания на сжатие были проведены в двух направлениях—перпендикулярно и параллельно направлению струистости—и в двух состояниях—в сухом и в водонасыщенном.

Результаты испытания указанных 24 образцов приведены в таблице !.

Рассмотрение данных таблицы 1 показывает резкую разницу в прочности литоидной пемзы параллельно и перпендикулярно струистости. По этим данным, предел прочности на сжатие в параллельном направлении составляет в среднем $\bar{R}_{сж} = 247$ *кг/см*^{2} и в перпендикулярном направлении $\bar{R}'_{сж} = 135$ *кг/см*^{2}.

Не является ли случайным такое расхождение средних величин прочности при испытании во взаимно-перпендикулярных направлениях?

Чтобы ответить на этот вопрос, пользуясь методами математической статистики ([5]), необходимо оценить величину

$$t = \frac{\bar{R}_{сж} - \bar{R}'_{сж}}{s_{\bar{R}}},$$

где

$$s_{\bar{R}} = s\sqrt{\frac{n_1 + n_2}{n_1 n_2}},$$

при

$$s = \sqrt{\frac{\sum\left(R_{сж} - \bar{R}_{сж}\right)^2 + \sum\left(R'_{сж} - \bar{R}'_{сж}\right)^2}{n_1 + n_2 - 2}}.$$

Таблица 1

№№ п. п.	Объемный вес γ_0	Удельный вес γ_y	Пористость p проц.	Водопоглощ. по весу в проц.		Предел прочности при сжатии в *кг/см²*			
				в нормальных условиях w_1	при кипячении w_2	Паралл. направлен. струистости		Перпендик. направлен. струистости	
						в сухом сост.	в водонасыщ. сост.	в сухом сост.	в водонасыщ. сост.
1	1,098	2,270	51,6	27,6	46,3	145	—	—	—
2	1,241	2,291	45,8	18,5	34,0	181	—	—	—
3	1,297	2,274	42,9	20,0	32,6	232	—	—	—
4	1,362	2,289	40,5	16,5	28,0	308	—	—	—
5	1,385	2,273	39,1	13,2	23,5	225*	—	—	—
6	1,465	2,307	36,5	15,1	20,6	344	—	—	—
7	1,164	2,300	49,3	24,6	38,8	—	164	—	—
8	1,237	2,273	45,6	11,2	16,5	—	292	—	—
9	1,270	2,265	43,9	12,9	19,8	—	274	—	—
10	1,433	2,311	38,0	15,1	24,0	—	216	—	—
11	1,498	2,300	34,9	13,1	21,2	—	290	—	—
12	1,530	2,316	34,0	12,1	18,7	—	297	—	—
13	0,962	2,254	57,3	18,2	37,0	—	—	77	—
14	1,183	2,275	48,0	17,6	33,2	—	—	98	—
15	1,283	2,261	43,3	16,8	32,8	—	—	115	—
16	1,345	2,270	40,7	15,1	26,3	—	—	155	—
17	1,373	2,266	39,4	12,6	22,4	—	—	151	—
18	1,508	2,304	34,6	9,4	17,2	—	—	214	—
19	1,073	2,250	52,2	15,8	27,9	—	—	—	96
20	1,129	2,252	49,5	26,8	42,4	—	—	—	51
21	1,343	2,269	40,8	15,7	28,9	—	—	—	111
22	1,357	2,287	40,6	13,6	23,7	—	—	—	150
23	1,493	2,283	34,6	12,2	20,0	—	—	—	202
24	1,566	2,294	31,7	9,6	13,2	—	—	—	205

В этих выражениях n_1, n_2 — число единичных результатов испытаний в сравниваемых рядах, $R_{сж}$, $R'_{сж}$ — соответственные единичные результаты испытаний, а $\bar{R}_{сж}$ и $\bar{R}'_{сж}$ — их средние арифметические значения.

Произведя вычисления для нашего случая, получаем $t = 4{,}8$. По таблице вероятностей при такой величине t вероятность случайных значений $|t| \geqslant 4{,}8$ весьма мала, следовательно, расхождения между $R_{сж}$ и $R'_{сж}$ не случайны. При этом мы принимаем, что прочность каменного материала следует нормальному закону распределения.

Сравнивая результаты испытаний литоидной пемзы в сухом состоянии и в насыщенном водой, мы обнаруживаем, что средний предел прочности испытанных нами образцов в сухом состоянии составляет 187 *кг/см²*, а в водонасыщенном — 196 *кг/см²*. Анализируя эти средние величины по указанной выше методике, мы нахо-

* Образец имел до испытания тонкую трещину.

дим $t=0{,}22$. По таблице вероятностей этому соответствует вероятность $\Phi(x)=0{,}174$, следовательно, разница между средними величинами прочности литоидной пемзы в сухом и водонасыщенном состояниях не существенна.

Теперь перейдем к вопросу о корреляции между прочностью материала, с одной стороны, и степенью и характером его пористости, с другой.

Степень пористости материала (p) определяется процентным отношением суммарного объема пор к общему объему материала и вычисляется достаточно точно по формуле:

$$p=\left(1-\frac{\gamma_0}{\gamma_y}\right)100,$$

где γ_0 — объемный вес материала,

γ_y — удельный вес.

Характер пористости трудно поддается точному и однозначному определению. В качестве показателя характера пористости могут быть приняты различные физические константы, связанные с пористой структурой материала. Для нашей цели мы считаем достаточным для первого приближения принять такой простой показатель, как водопоглощение материала, который при данной степени пористости характеризует степень сравнительной замкнутости пор. Действительно, если при одной и той же степени пористости камня в одном случае водопоглощение камня окажется больше, чем в другом, то это будет означать, что в первом случае поры более доступны воде, т. е. менее замкнуты, чем во втором случае. Можно полагать, что это обстоятельство, т. е. меньшая замкнутость пор, явится менее благоприятным для прочности камня и, наоборот, большая замкнутость пор повлечет за собой большую прочность камня при одной и той же степени пористости.

Беглый просмотр таблицы 1 подкрепляет это предположение. Так, например, образцы 9 и 10 обладают меньшей пористостью, чем образец 8, но у них прочность не только не выше прочности образца 8, но наоборот — ниже. Эта аномалия легко объясняется, если взглянуть на показатели водопоглощения (как в нормальных условиях, так и при кипячении). Для указанных обоих образцов водопоглощение выше предыдущего. Точно такая же картина наблюдается, если сравнить результаты испытания образцов 19 и 20. Но может быть эти результаты являются случайными? Для того, чтобы убедиться в правильности высказанной мысли о влиянии характера пористости камня на его прочность при одной и той же степени пористости и в правильности выбора водопоглощения в качестве показателя характера пористости, влияющего на прочность, необходимо проанализировать всю совокупность полученных результатов испытаний, пользуясь методами математической статистики.

По теории множественной корреляции, мерой силы линейной связи между тремя величинами x, y, z, где z зависит от x и y, является сводный коэффициент корреляции

$$R = \sqrt{\frac{\overline{r_{xz}^2} - 2r_{xy}r_{xz}r_{yz} + r_{yz}^2}{1 - r_{xy}^2}}.$$

Здесь r_{xy}, r_{xz} и r_{yz} — коэффициенты корреляции между соответствующими двумя величинами, вычисляемые по формулам

$$r_{xy} = \frac{c_{xy}}{\sigma_x \sigma_y}; \; r_{xz} = \frac{c_{xz}}{\sigma_x \sigma_z}; \; r_{yz} = \frac{c_{yz}}{\sigma_y \sigma_z}.$$

В этих формулах в числителе стоит так называемый коэффициент ковариации, представляющий собой частное от деления на общее число наблюдений суммы произведений отклонений значений двух взаимосвязанных величин от их средних; в знаменателе фигурирует произведение стандартов двух величин, определяемых как квадратный корень из разности суммы квадратов значений данной величины, деленное на число наблюдений и квадрата среднего значения той же величины, т. е., например,

$$c_{xy} = \frac{\Sigma xy}{n} - \bar{x}\bar{y} \text{ и т. д.,}$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\Sigma x^2}{n} - \bar{x}^2} \text{ и т. д.}$$

Для выделения влияния отдельных факторов на исследуемую величину при множественной корреляции пользуются частными коэффициентами корреляции: $r_{xz(y)}$—служащим мерой связи между x и z при постоянном значении y, и $r_{yz(x)}$ — служащим мерой связи между y и z при постоянном значении x.

В исследуемом нами вопросе мы должны установить меру связи между тремя величинами: пределом прочности литоидной пемзы при сжатии ($R_{сж}$), пористостью литоидной пемзы (p) и водопоглощением. При этом мы имеем возможность изучить два вида водопоглощения в нормальных условиях—w_1 и при кипячении—w_2.

Принимая $R_{сж}$ за z, p — за x и w_1 или w_2—за y, исследуем их корреляционную связь, пользуясь формулами множественной корреляции ([5]). Поскольку прочность литоидной пемзы параллельно струистости резко отличается от ее прочности перпендикулярно струистости, то соответствующие результаты мы рассматриваем раздельно, разбивая данные таблицы 1 на две группы, объединяя при этом в каждой группе результаты испытания пемзы в сухом и водонасыщенном состояниях, так как разница их не существенна. Ввиду дефективности образца № 5, что сказалось на результате испытания, исключаем его из рассмотрения.

Опуская процесс вычислений, приведем сводную таблицу полученных коэффициентов корреляций (см. табл. 2).

Таблица 2

Группа результатов испытания	Направление струйстости литоидной пемзы при испытании	Коэффициенты корреляции						Доверительная вероятность R
		r_{xy}	r_{xz}	r_{yz}	$r_{xz(y)}$	$r_{yz(x)}$	R	
Коррелирование пористости (*x*), водопоглощения в нормальных условиях (*y*) и предела прочности при сжатии (*z*)								
I	параллельно	0,732	—0,755	—0,816	—0,402	—0,591	0,848	$> 0,99$
II	перпендикул.	0,730	—0,912	—0,906	—0,867	—0,856	0,978	$> 0,99$
Коррелирование пористости (*x*), водопоглощения кипячением (*y*) и предела прочности при сжатии (*z*)								
I	параллельно	0,707	—0,726	—0,850	—0,335	—0,693	0,868	$> 0,99$
II	перпендикул.	0,843	—0,912	—0,954	—0,670	—0,844	0,973	$> 0,99$

Рассмотрение данных таблицы 2 позволяет делать следующие выводы:

1. Значения сводного коэффициента корреляции (R) достаточно близки к единице, что указывает на реальность довольно тесной прямолинейной корреляционной связи между прочностью литоидной пемзы, пористостью и водопоглощением или, иначе говоря, корреляционной связи прочности со степенью и характером пористости.

2. Сравнение значений коэффициентов корреляции r_{xz} и r_{yz} с R показывает, что корреляционная связь прочности литоидной пемзы с пористостью или с водопоглощением в отдельности менее тесна, чем совместная связь трех величин.

3. Полученные значения частных коэффициентов корреляции свидетельствуют, что при постоянной пористости литоидной пемзы возможно изменение ее прочности в зависимости от водопоглощения и, наоборот, при постоянном водопоглощении возможно изменение прочности в зависимости от пористости. Следовательно, на прочность оказывают влияние, с одной стороны, суммарный объем пор, с другой—характер пор, проявляемый различной степенью водопоглощения.

В дальнейшем, накапливая большое количество экспериментальных данных и обрабатывая их методами математической статистики, можно дать формулу зависимости прочности литоидной пемзы от ее пористости и водопоглощения. Эта зависимость, возможно, при большем приближении окажется криволинейной.

Выводы настоящей статьи могут быть распространены и на другие пористые каменные материалы, если будут подтверждены экспериментальными данными.

В перспективе предстоит более детальное изучение характера пористости и его влияния на свойства каменного материала.

Институт строительных материалов и сооружений
Академии наук Армянской ССР

Ջ. Ա. ՀԱՅԱԳՈՐԾՅԱՆ

Ծակոտկեն նյութի ամրության կորրելացիոն կապը նրա ծակոտկենության աստիճանի և բնույթի հետ

Լիտոլիդային պեմզայի ուսումնասիրության հիման վրա ցույց է տրված, որ ծակոտկեն նյութի ամրության վրա ազդում է ոչ միայն նյութի ծակոտկենության աստիճանը, այլև այդ ծակոտկենության բնույթը, որն արտահայտվում է նրա ջրակլանման տարբեր ունակությամբ։ Էքսպերիմենտալ տվյալների մշակումը մաթեմատիկական վիճակագրության մեթոդներով ապացուցում է, որ ծակոտկեն նյութի, տվյալ դեպքում լիտոլիդային պեմզայի, ամրության և նրա ծակոտկենության ու ջրակլանման միջև գոյություն ունի բավականաչափ մոտիկ կորրելացիոն կապ։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *А. К. Бируля*, Строит. материалы, № 8, 1934. [2] *М. Н. Ельчанинов*, „Строит. промышл.", № 11, 1940. [3] Справочник по строительным материалам Армянской ССР (Институт стройматериалов и сооружений АН Арм. ССР), Ереван, 1948; [4] *M. Duriez*, Traité de materiaux de construction, Paris, 1950. [5] *В. И. Романовский*, Применения математической статистики в опытном деле, М.—Л., 1947.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XVI 1953 5

ЭНТОМОЛОГИЯ

С. М. Хнзорян

Новый представитель семейства пластинчатоусых (Coleoptera, Scarabaeidae) из Армянской ССР—Tanyproctus (Tetraproctus) antennatus sp. nov.

(Представлено Г. Х. Бунятяном 4 II 1953)

Армянская ССР—Ереван—Канакер, 1 самец, 9 IV 1926 (А. Б. Шелковников). Чернобурый, блестящий, длина 9 *мм*, ширина 4,5 *мм*.

Наличник эллиптический с предглазными лопастями и слабым вдавлением посередине (рис. 1, 1), блестящий, покрыт довольно редкими крупными неглубокими точками (как у T. ordubadense Reitt.), отделен от лба ясным швом, лоб и темя в густых мелких точках. Усики с булавой желтые, 9-члениковые, булава 4-члениковая, короче стебелька (рис. 1, 3). Последний членик челюстных щупиков узколанцетовидный, без ямки, в нежной продольной штриховке.

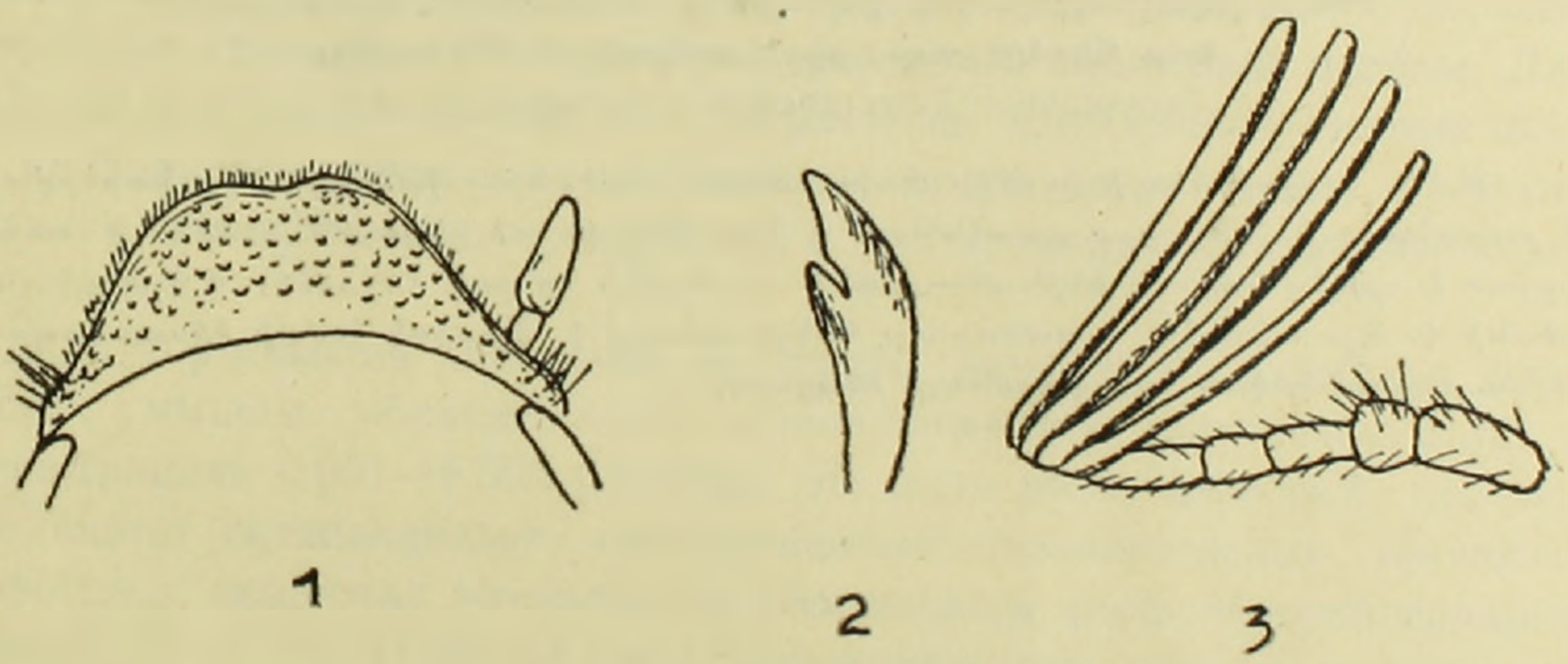

Рис. 1. Tanyproctus antennatus sp. nov. *1*—наличник (сверху); *2*—большой коготок лапок; *3*—левый усик.

Переднеспинка широкая, ее передние углы тупые, задние закруглены. Все края окантованы, спереди, кроме густых мельчайших ресничек, имеющихся у всех видов этого рода, голая, только у передних углов, с каждой стороны, имеется несколько торчащих волосков. Задний край переднеспинки с рядом негустых, коротких прилегающих волосков. Пунктировка диска редкая и неглубокая. Щиток голый, в редких точках.

Надкрылья почти параллельные, едва расширены кзади, голые, в рассеянных точках и плоских ребрах. Низ и лапки красно-бурые, в длинных, желтых волосках. Стерниты брюшка, вдоль основания, с рядом точек, несущих длинные волоски, в остальной части, посередине голые и почти гладкие (за исключением последнего стернита, покрытого густым пунктиром по всей своей длине). Передние голени с тремя зубцами, их шпора расположена напротив второго зубца. Передние лапки самца слегка расширены, от первого до четвертого членика с обычными волосистыми щеточками, имеющимися также на 2—4-м члениках нерасширенных средних лапок. Задние лапки длинные, их второй членик много длинней первого. Коготки всех лапок расщеплены (рис. 1, 2).

В общем, этот вид напоминает T. ordubadense, но легко от него отличается структурой усиков, формой наличника, тупыми углами переднеспинки, а также более гладким брюшком.

Ввиду своеобразного строения усиков, этот вид мы выделяем в особый подрод: Tetraproctus nov., охарактеризованный 9-члениковыми усиками с 4-члениковой булавой. Тип и единственный известный представитель подрода: T. antennatus sp. nov.

Зоологический институт
Академии наук Армянской ССР

Ս. Մ. ԽՆԶՈՐՑԱՆ

Թերթիկաբեղիկավոր բզեզների (Coleoptera, Scarabaeidae)
նոր ներկայացուցիչ Հայկական ՍՍՌ-ից,
Tanyproctus (Tetraproctus) antennatus sp. nov.

Ա. Ի. Շելկովնիկովի կողմից Փարաքարում (Երևանի շրջակայք) հայտնաբերված է մի յուրահատուկ բզեզ, որը պատկանում է Tanyproctus ռելիկտային սեռին և առանձնացված է որպես հատուկ ենթասեռ, քանի որ բեղիկի դուրսը (булава) 4 և ոչ 5 հատվածանի է։ Այս տեսակը, հավանաբար, հանդիսանում է Արաքսի հովտի կիսաանապատային սուբտրոպիկական հին ֆաունայի մնացորդ։

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

XVI 1953 5

ФИЗИОЛОГИЯ

С. С. Оганесян

Связь биоэлектрических явлений в мышце с гликолизом

(Представлено Г. Х. Бунятяном 15 IV 1953)

Значение гликолиза в происхождении биоэлектрических процессов было исследовано многими авторами ([1, 2, 3, 4]), однако большинство из них проводило опыты на мышцах и нервах с их предварительным механическим повреждением. Известно, что при повреждении целостности мышцы на месте повреждения возникает биоэлектрический потенциал с противоположным знаком по отношению к нормальной поверхности ткани. Этот потенциал является результатом грубого нарушения ионной проницаемости и фазовости протоплазмы, изменения физико-химических условий и обмена веществ живой ткани. Поэтому мы отказались от такого метода работы и, исходя из исследований Х. С. Коштоянца и его сотрудников ([5, 6, 7]), поставили цель изучать связь гликолиза с биоэлектрическими свойствами живой, неповрежденной целостной мышцы. Для создания условий изменения биоэлектрических потенциалов в наших опытах проводилось направленное обратимое изменение гликолиза с использованием специфических тормозителей и восстановителей гликолитического процесса.

Для торможения гликолиза на стадии перехода в аэробную фазу участок мышцы обрабатывался моноиодацетатом (натриевая соль) в концентрациях 0,001—0,005 раствора. Из ряда работ известно, что моноиодацетат останавливает окислительно-восстановительные процессы фосфотриоз, исключая возможность образования фосфолировиноградной кислоты ([8, 9, 10]). Поэтому после моноиодацетата участок мышцы промывался раствором Рингера и подвергался воздействию 0,05 *м* раствора пировиноградной кислоты (натриевая соль), для восстановления аэробной фазы гликолиза. pH растворов был в пределах 6,5—7. Измерялась разница биоэлектрических потенциалов между двумя участками портняжной мышцы лягушки компенсационной схемой с помощью зеркального гальванометра чувствительностью $5{,}2 \times 10^{-10}$ А. Биопотенциалы отводились от поверхности мышцы неполяризующимися электродами с ватными фитильками, смоченными раствором Рингера.

Во всех опытах через 15—30 минут после воздействия моноиодацетатом участок мышцы приобретал биоэлектрический потенциал с положительным знаком по отношению к необрабатываемому участку. Разница потенциалов между этими участками колебались в пределах 5—15 *мв*, Скорость увеличения этой разницы со временем убывала. Длительное промывание обрабатываемого участка и всей мышцы раствором Рингера лишь задерживало дальнейший рост разницы биоэлектрических потенциалов, но не ликвидировало ее.

Однако достаточно было после этого воздействовать солью пировиноградной кислоты, чтобы биоэлектрический потенциал отравленного участка мышцы за 60—80 минут возвратился бы к норме и разница потенциалов между отравленным моноиодацетатом и нормальным участками мышцы совершенно исчезла (рис. 1). Поверочные опыты показали, что сама соль пировиноградной кислоты не может изменять биоэлектрический потенциал нормального, не обработанного ничем участка мышцы. Следо-

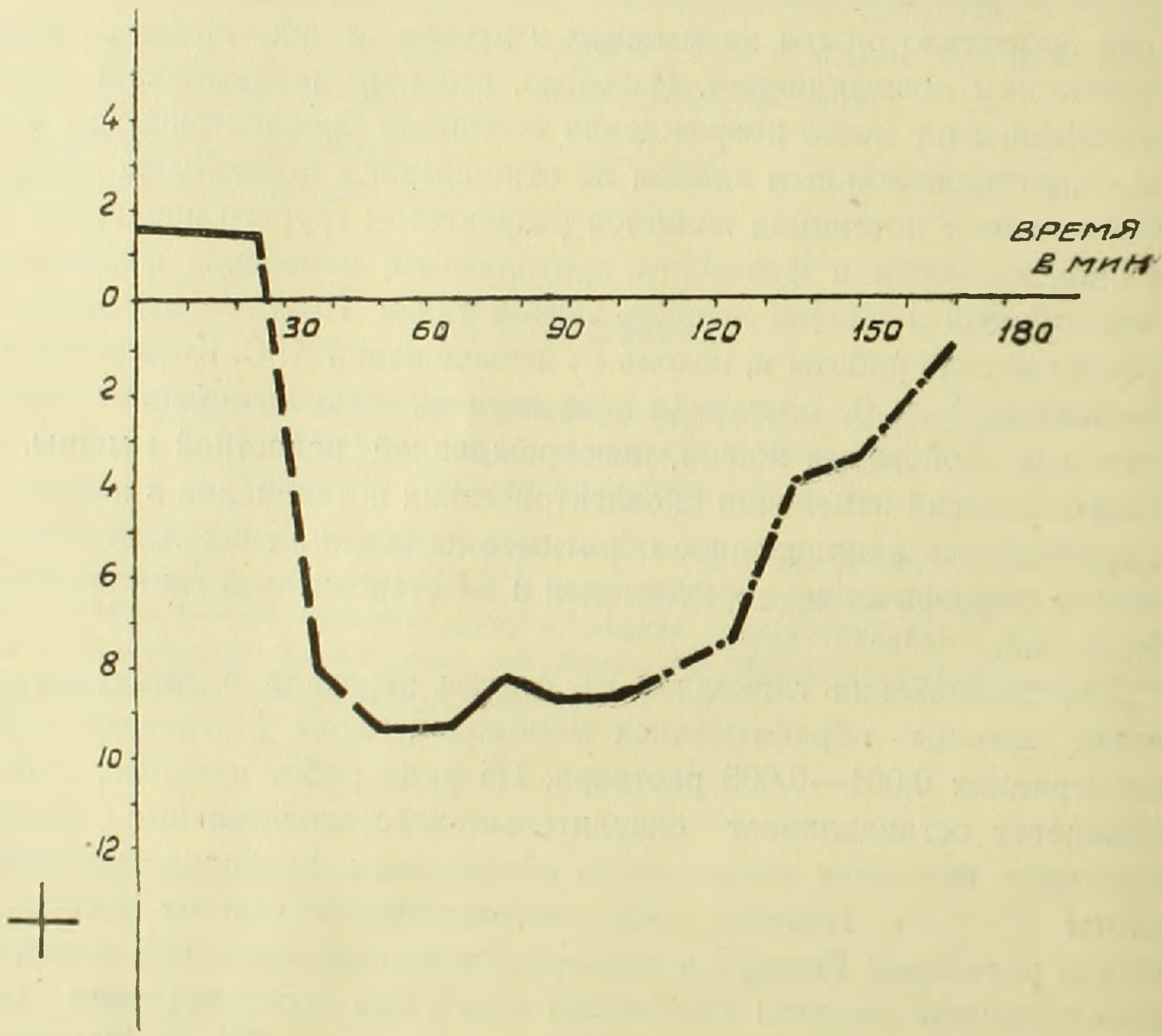

Рис. 1. Возникновение разницы потенциалов между двумя участками портняжной мышцы при обработке одного солью моноиодуксусной кислоты и ликвидация этой разницы при последующей обработке солью пировиноградной кислоты.

———— Раствор Рингера
— — — — — Пируват натрия
—·—·—·— Моноиодацетат натрия

вательно, можно было допустить, что изменение и восстановление нормальных биоэлектрических свойств участка мышцы было связано с торможением и восстановлением аэробной фазы гликолиза.

Однако мог возникнуть вопрос, что изменение биоэлектрических потенциалов в этих опытах было связано с прямым воздействием применяемых веществ на физико-химические условия ткани. Для исключения этого сомнения опыты проводились в условиях низких температур (+2 до +4), резко снижающих уровень обмена веществ и сводящих к минимуму энзимо-химические процессы в мышце. Кроме того, исследовано было действие холода на разницу потенциалов между отравленным моноиодацетатом и нормальным участками мышцы.

Результаты этой серии опытов показали следующее:

а) в условиях низких температур (+2 до $+4^0$) моноиодацетат почти не изменял биоэлектрический потенциал участка мышцы;

в) при охлаждении участка мышцы, уже отравленного моноиодацетатом, происходило или сглаживание разницы биоэлектрических потенциалов между отравленными и неотравленными участками, или прекращение увеличения этой разницы. Следовательно, эти факты указывали, что действие моноиодацетата на биоэлектрические потенциалы сильно зависит от уровня обмена веществ и реализуется через изменение энзимохимических реакций.

В связи с этой серией опытов необходимо было решить вопрос о прямом влиянии различных температурных условий на биоэлектрические потенциалы мышцы. В специальной установке, сконструированной нами, измерялась разница биоэлектрических потенциалов между двумя участками мышцы при быстром изменении температуры одного из них в пределах от +2 до $+34^0$. Результаты опытов показали, что охлаждение участка мышцы меняет его биоэлектрический потенциал очень незначительно (1—3 *мв*) с отрицательным знаком по отношению к нормальному участку. При подогревании участка (до $+32^0$) образуется положительный биоэлектрический потенциал величиной 2—4 *мв*. При действии температур выше $+32^0$ участок мышцы в течение первой минуты приобретает положительный потенциал до 4 *мв*, а затем сильный отрицательный потенциал, вероятно связанный с термическим повреждением ткани, ведущим к денатурации белковых веществ.

В ходе опытов также определялся коэффициент ускорения реакции при повышении температуры на 10^0. Оказалось, что величина коэффициента (Q_{10}) для биоэлектрических потенциалов выше единицы, что характерно для биохимических реакций. Наши измерения согласуются с данными других авторов, измерявших Q_{10} для биотоков в других условиях ([11, 12])

Исходя из приведенных фактов, можно предполагать, что изменение уровня обмена веществ само по себе не может сильно менять биоэлектрические потенциалы мышцы. Действие же моноиодацетата на биоэлектрические потенциалы мышцы является результатом изменения энзимо-химических процессов, связанных с гликолизом, т. е. биологических реакций.

Таким образом, полученные в работе данные подтверждают мысль, что в основе происхождения биоэлектрических потенциалов, сопровождающих функциональную деятельность мышцы, лежит изменение характера обмена веществ.

На основании литературных данных ([2, 4, 7]) и вышеизложенного можно предполагать важное значение для биоэлектрических явлений окислительно-восстановительных реакций аэробной фазы гликолиза, сопряженных с перераспределением фосфорных соединений.

Полученные факты о значении гликолиза для биоэлектрических процессов согласуются с опытами других авторов, проводящих свои исследования на токах действия мышц и сердца ([13, 14]). Однако, имея в виду малую величину (15 *мв*) изменения биоэлектрических потенциалов при нарушении гликолиза, можно предполагать, что гликолиз не является главным фактором, участвующим в происхождении биоэлектрических явлений. Возможно, последние больше связаны с микроструктурными превращениями белковых тел ([15, 16]).

Приводимые доказательства о значении гликолиза в происхождении биотоков тесно связываются с энзимо-химической гипотезой возбуждения, выдвинутой Х. С. Коштоянцем. Они являются еще одним экспериментальным доказательством идей Сеченова, Введенского и Павлова о тесной взаимосвязи физико-химических свойств тканей и органов с их обменом веществ, регулируемого нервной системой.

Институт физиологии Академии наук
Армянской ССР

Ս. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Մկանի բիոէլեկտրական երեվույթների կապը գլիկոլիզի հետ

Օգտագործելով մոնոյոդքացախաթթվի և պիրոխաղողաթթվի ազդերը, հնարավոր է արգելակել և վերականգնել գլիկոլիզը մկանում։ Մկանի բիոէլեկտրական պոտենցիալների կապը նյութափոխանակության հետ ուսումնասիրվել է հենց այդ միջոցով։ Կոմպենսացիոն սխեմայի օգնությամբ չափվել է բիոէլեկտրական պոտենցիալների տարբերությունը զորեղ մկանի երկու ծայրերի միջև, որոնցից մեկը ենթարկվել է վերը հիշված նյութերի ազդեցությանը։ Փորձերը ցույց են տվել, որ մկանի գլիկոլիզի արգելակման դեպքում մկանը ձեռք է բերում դրական բիոէլեկտրական պոտենցիալ մինչև 16 միլիվոլտ։ Մկանը պիրոխաղողաթթվի ազդ մշակելու դեպքում հնարավոր է մարել այդ դրական պոտենցիալը։ Փորձեր են դրվել նաև դանազան ջերմային պայմաններում։ Ցածր ջերմաստիճանում, երբ ֆերմենտացիոն պրոցեսները դնում են դանդաղ, մոնոյոդքացախաթթուն չի փոփոխում բիոէլեկտրական պոտենցիալները։ Որոշվել է նաև դանազան ջերմային պայմանների ազդեցությունը մկանի բիոէլեկտրական երևույթների վրա։

Հենվելով դրական տվյալների և վերը բերված փորձերի արդյունքների վրա կարելի է ենթադրել, որ գլիկոլիտիկ պրոցեսի ասորոք ֆազան ունի կարևոր նշանակություն մկանի բիոէլեկտրական պոտենցիալների փոփոխման գործում։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *И. Мужеев* и др., Биолог. журнал, 11, 70, 1933; [2] *А. С. Мозжухин*, Бюлл. эксп. биол. и мед., XXVI, 6, 1948. [3] *Н. И. Михельсон*, Физиол. журнал СССР, XI, 5, 1935. [4] *А. Шейнз* и *Д. Браун*, J. cell. a. comp. physiol., v. 19, 1, 1942; [5] *Х. С. Коштоянц*, ДАН СССР, 47, 6, 1945. [6] *А. М. Рябиновская*. ДАН СССР, 23, 953, 1939.

[7] *А. М. Рябиновская*, Изв. АН СССР, 2, 306, 1941. [8] *Е. Лундсгард*, Bioch. Ltschr. B. 227, 51, 1930. [9] *Л. Михаэлис* и *М. Шуберт*, J. Biol. chem., 106, 331, 1934; [10] *И. Джемил*, Cold spring Harbor symp. Quont. biol. v. 7, 216, 1939. [11] *Линг* и *Вудбар*, J. Cell. a. comp. physiol. v. 34, 4, 1949. [12] *Линг* и *Джерар*, J. Cell. a. comp. physiol. v. 34, 3, 1949. [13] *А. И. Караев*, Физиол. журнал СССР, XXIII, 2, 1937; [14] *Н. А. Кеарева*, Изменение электрограммы сердца при некоторых нарушениях обмена веществ сердечной ткани, дисс. МГУ, М. 1949. [15] *Х. С. Коштоянц*, Белковые тела, обмен веществ и нервная регуляция, М. 1951. [16] *С. С. Оганесян*. Автореферат канд. дисс., Москва—Ереван, 1952.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ XVI ՀԱՏՈՐԻ

Մաթեմատիկա էջ

Ա. Լ. Շահինյան, *Հայկական ՍՍՌ ԳԱ իսկական անդամ—Մի ջին կշռյալ մոտավորությունների հարցի շուրջը կոմպլեքս տիրույթում* 3

Գ. Մ. Միրաքյան—*Անընդհատ ֆունկցիաների մոտավորության մի զուգամետ եղանակի մասին* 33

Վ.-Կ. Ի. Կարաբեգով—*Փակ տիրույթում զծային էլիպտիկ հավասարումների համար, Դիրիխլեի խնդրի կայունության մասին* 65

Ֆիզիկա

Գ. Մ. Ղարիբյան և Ի. Ի. Գոլդման—*Փոքր էներգիա ունեցող էլեկտրոնների և պոզիտրոնների ռադիացիոն բախումը* 9

Ն. Մ. Քոչարյան, Մ. Տ. Այվազյան, Ս. Դ. Կայսմազով, Զ. Ա. Կիրակոսյան և Հ. Ս. Ալեքսանյան—*Պրոտոնների անկյունային բաշխումը* 39

Աստրոֆիզիկա

Հ. Ս. Բաղալյան—*Հեռավոր երկարապարբերական ցեֆեիդների միջոցով լույսի կլանման որոշելը կասիոպեի տիրույթում* 13

Վ. Հ. Համբարձումյան, *Հայկական ՍՍՌ ԳԱ իսկական անդամ—Սառը գերհսկաները O-աստղասփյուռներում* 73

Վ. Հ. Համբարձումյան, *Հայկական ՍՍՌ ԳԱ իսկական անդամ—Նախաաստղերի մասին* 97

Լ. Վ. Միրզոյան—*Աստղերի անընդհատ սպեկտրի մի պարամետրի մասին* . . 129

Մեխանիկա

Ա. Գ. Նազարով, *Հայկական ՍՍՌ ԳԱ թղթակից անդամ—Էներգիայի ցրման մասին առաձգական տատանումների ժամանակ* 77

Ա. Գ. Նազարով, *Հայկական ՍՍՌ ԳԱ թղթակից-անդամ—Առաձգական տատանումների դեպքում էներգիայի ցրման հաշվառման եղանակը* 137

Օրգանական քիմիա

Գ. Մ. Մկրյան և Ն. Հ. Փափազյան—*Պղնձի մոնոքլորիդի և ամոնիումի քլորիդի ջրային լուծույթների օգնությամբ դիացետիլենային միացությունների ստացման ռեակցիայի մեխանիզմի մասին* 1

Գ. Մ. Մկրյան և Ն. Հ. Փափազյան—*Դիմեթիլդիացետիլենի հիդրատացումը* 107

Շինարարական նյութեր

Զ. Ա. Հայրապետյան—*Ծակոտկեն նյութի ամրության կորբելացիոն կապը նրա ծակոտկենության աստիճանի և բնույթի հետ* 141

Երկրաբանություն

Լ. Ա. Վարդանյանց, *Հայկական ՍՍՌ ԳԱ թղթակից անդամ—Գլագիոկլազի կրկնականերում երկրորդ պինակոիդի այրող դերի պատճառների մասին* 45

Ա. Ա. Աբաբեկյան—*Միջին էոցենի հրաբխածին նստվածքների հայտնաբերումը Ադրբեջանական ՍՍՌ Ղազախի շրջանում* 87

Բույսերի Ֆիզիոլոգիա

Մ. Խ. Չայլախյան, *Հայկական ՍՍՌ ԳԱ թղթակից անդամ—Ֆոտոպերիոդիզմի կապը բույսերի հիմնական ֆիզիոլոգիական պրոցեսների հետ* 109

Բույսերի սիստեմատիկա

Լ. Մ. Կեմուլարիա-Նաթանձե—*Հայաստանից* Hieracium L. *ցեղի նրնք նոր տեսակներ* 49

Կենդանաբանություն

Ի. Ս. Դարևսկի—*Անդրկովկասյան գունդգույն մողեսների* Eremias arguta (Pallas) (Reptilia, Sauria) *սիստեմատիկական տեղի մասին* 117

Միջատաբանություն

Ա. Ա. Շտակելբերգ և Ա. Ե. Տերտերյան—*Ջոջուկների էգերի սեռական ապարատի հավելվածների մորֆոլոգիական կազմության մասին* 53

Ս. Մ. Խնձորյան—*Թերթիկաբեղիկավոր բզեզների* (Coleoptera, Scarabaeidae) *նոր ներկայացուցիչ Հայկական ՍՍՌ-ից,* Tanyproctus (Tetraproctus) antennatus sp. nov. 149

Ֆիզիոլոգիա

Լ. Ս. Ղամբարյան և Ս. Ս. Հովհաննիսյան—*Մարդու պայմանական ռեֆլեկտոր գործունեության փոխարկման սկզբունքը* 27

Հ. Ս. Կոշտոյանց, *Հայկական ՍՍՌ ԳԱ իսկական անդամ,* և Ս. Ս. Հովհաննիսյան—*Մկանում բիոէլեկտրական հոսանքի առաջացումը նյութափոխանակության և սպիտակուցների որոշակի փոփոխման ժամանակ* 123

Ս. Ս. Հովհաննիսյան—*Մկանի բիոէլեկտրական երևույթների կապը գլիկոլիզի հետ* 151

Քիմիոթերապիա

Գ. Մ. Պատոճիկյան—*Մոնոպինի տրիխոմոնացիդ ակտիվության ուսումնասիրությունը* 91

СОДЕРЖАНИЕ XVI ТОМА

Математика Стр.

А. Л. Шагинян, действительный член АН Армянской ССР—К вопросу о весовом приближении средними квадратичными в области комплексного аргумента 3

Г. М. Мирақьян—Об одном сходящемся процессе приближения непрерывных функций 33

В.-К. И. Карабегов—Об устойчивости в замкнутой области задачи Дирихле для линейных уравнений эллиптического типа 65

Физика

Г. М. Гарибян и И. И. Гольдман—Радиационное столкновение электронов и позитронов малых энергий 9

Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, С. Д. Кайтмазов, З. А. Киракосян, А. С. Алексанян—Угловое распределение протонов 39

Астрофизика

Г. С. Бадалян—Определение поглощения света в области Кассиопеи посредством наблюдения отдаленных долгопериодических цефеид 13

В. А Амбарцумян, действ. чл. АН Армянской ССР—Холодные сверхгиганты в О-ассоциациях 73

В. А. Амбарцумян, действ. чл. АН Армянской ССР—О протозвездах 97

Л. В. Мирзоян—Об одном параметре непрерывного спектра звезд . . 129

Механика

Л. Г. Назаров, чл.-корресп. АН Армянской ССР—О рассеянии энергии при упругих колебаниях 77

А. Г Назаров, чл.-корресп. АН Армянской ССР—Метод учета рассеяния энергии при упругих колебаниях 137

Органическая химия

Г. М. Мкрян и *Н. А. Папазян*—О механизме реакции получения диацетиленовых соединений при помощи водных растворов полухлористой меди и хлористого аммония 17

Г. М. Мкрян и *Н. А. Папазян*—Гидратация диметилдиацетилена . . . 103

Строительные материалы

З. А. Ацагорцян—Корреляционная связь прочности пористого материала со степенью и характером его пористости 141

Геология

Л. А. Варданянц, чл.-корресп. АН Арм. ССР—Причины господствующей роли второго пинакоида в двойниках плагиоклаза 45

159

А. А. Атабекян —Открытие среднеэоценовых вулканогенных отложений в Казахском районе Азербайджанской ССР 87

Физиология растений

М. Х. Чайлахян, чл.-корресп. АН Армянской ССР—О связи фотопериодизма с основными физиологическими процессами растений 109

Систематика растений

Л. М. Кемулария-Натадзе—Новые виды рода Hieracium L. из Армении 49

Зоология

И. С. Даревский—О систематическом положении закавказских разноцветных ящурок Eremlas arguta (Pallas) (Reptilia, Sauria) 117

Энтомология

А. А. Штакельберг и *А. Е. Тертерян*—О морфологическом строении придатков полового аппарата самок слепней (Diptera, Sabanidae) 53

С. М. Хнзорян—Новый представитель смейства пластинчатоусых (Coleoptera, Scarabaeidae) из Армянской ССР—Tanyproctus (Tetraproctus) antennatus sp. nov. 149

Физиолигия

Л. С. Гамбарян и *С. С. Оганесян*—Принцип переключения в условнорефлекторной деятельности человека 27

Х. С. Коштоянц, действ. чл. АН Армянской ССР, и *С. С. Оганесян*—О возникновении токов покоя мышц при направленном изменении структур белковых тел и обмена веществ 123

С. С. Оганесян—Связь биоэлектрических явлений в мышце с гликолизом 151

Химиотерапия

Г. М. Пароникян—Изучение трихомонацидной активности монадина . 91