

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Զ Ե Կ Ո Ւ Յ Ց Ն Ե Ր
Д О К Л А Д Ы

XXXI, № 4

1960

Խմբագրական կոլեգիա

Редакционная коллегия

Գ. Ս. ԴԱՎԹՅԱՆ, ՀՍՍՌ ԳԱ ակադեմիկոս,
Վ. Մ. ԹԱՌԱՅԱՆ, ՀՍՍՌ ԳԱ քղրակից-անդամ,
Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ, ՀՍՍՌ ԳԱ ակադե-
միկոս, Վ. Հ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ (պատ. խմբագրի
առեղակալ), Ս. Ս. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, ՀՍՍՌ ԳԱ
ակադեմիկոս, Ա. Գ. ՆԱԶԱՐԻՎ, ՀՍՍՌ ԳԱ
ակադեմիկոս, Մ. Մ. ՋՐԲԱՇՅԱՆ, ՀՍՍՌ
ԳԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագիր):

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик АН
АрмССР, Г. С. ДАВТЯН, академик АН
АрмССР, М. М. ДЖРБАШЯН, академик
АН АрмССР (отв. редактор), В. О.
КАЗАРЯН (зам. отв. редактора), С. С.
МКРТЧЯН, академик АН АрмССР, А. Г.
НАЗАРОВ, академик АН АрмССР, В. М.
ТАРАЯН, чл.-корресп. АН АрмССР.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ

Ե Ր Ե Վ Ա Ն

Е Р Е В А Н

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Առաձգականության թեստություն

Ա. Հ. Բաբյան—Կորագիծ մասում ճեղքով օդակային սեկտորի տեսք ունեցող ընդլայնական հատվածքով սլրիզմատիկ ձողերի ծուռումը 193

Սողի թեստություն

Մ. Ա. Զադոյան—Բարձր ջերմաստիճանների դեպքում գլանային խողովակի սողի մասին 201

Գրունցների մեխանիկա

Ս. Ռ. Մեսյան—Խտացնող բեռի ազդեցությունը կավային գրունտների դեֆորմատիվ հատկությունների վրա սահքի պայմաններում 211

Ֆիզիկա

Գ. Ս. Ղարիբյան և Ի. Ի. Գոլդման—Մասնիկի ճառագայթումը շերտավոր միջավայրում 219

Պ. Հ. Բեգիրզանյան—Ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի դինամիկ տեսությունը վերջավոր բյուրեղի համար 227

Շինանյութեր

Հ. Ա. Առաքելյան—Բետոնների և շաղախների կազմի նախադժման նոր մեթոդ 233

Հիստոֆիմիա

Հ. Մ. Զիլինգարյան—Ներվաթելերի միելինային թաղանթների հայտնաբերման նոր մեթոդ՝ Հադորդում I 241

Միջառաքանություն

Վ. Ա. Ռիխտեր—Գիշաճանճերի (Diptera, Asilidae) նոր տեսակներ Անդրկովկասից 245

Ս. Մ. Խնձորյան—Կարծրաթեվափորների (Insecta, Coleoptera) երեք նոր տեսակ Արաքսի հովտից 251

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Теория упругости	
<i>А. А. Баблоян</i> —Изгиб призматических стержней с поперечным сечением в виде кольцевого сектора с выточкой на криволинейной части	193
Теория ползучести	
<i>М. А. Задоян</i> - О ползучести цилиндрической трубы при высоких температурах	201
Механика грунтов	
<i>С. Р. Месчян</i> —Влияние уплотняющей нагрузки на деформативные свойства глинистых грунтов при сдвиге	211
Физика	
<i>Г. М. Гарибян и И. И. Гольдман</i> —Излучение частицы в слоистой среде	219
<i>П. А. Безирганян</i> —Динамическая теория интерференции рентгеновских лучей для конечного кристалла	227
Строительные материалы	
<i>А. А. Аракелян</i> —Новый метод проектирования составов бетонов и растворов	233
Гистохимия	
<i>А. М. Чилингарян</i> —Новая методика выявления миелиновых оболочек нервных волокон. Сообщение I	241
Энтомология	
<i>В. А. Рухтер</i> —Новые виды ктырей (Diptera, Asilidae) из Закавказья . .	245
<i>С. М. Хнзорян</i> —Три новых вида жесткокрылых из долины Аракса (Insecta, Coleoptera)	251

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

А. А. Баблоян

Изгиб призматических стержней с поперечным сечением в виде
кольцевого сектора с выточкой на криволинейной части

(Представлено академиком АН Армянской ССР Н. Х. Арутюняном 24. VI 1960)

Рассматривается задача об изгибе призматического стержня с поперечным сечением в виде кольцевого сектора с симметрично расположенной выточкой на криволинейной части. Точное решение рассматриваемой задачи получено методом приведения решения к бесконечным системам линейных уравнений ^(1,2). Доказано, что полученные системы вполне регулярны и имеют ограниченные сверху и стремящиеся к нулю (при $p \rightarrow \infty$) свободные члены. Приведены числовые примеры определения координаты центра изгиба для стержней с различными размерами.

§1. *Постановка задачи.* Пусть внешняя изгибающая сила Q приложена на свободном конце стержня параллельно оси y и проходит через центр изгиба, т. е. изгиб не сопровождается кручением. Функция напряжений при изгибе $F(x, y)$ внутри области поперечного сечения удовлетворяет следующему уравнению ⁽³⁾

$$\nabla^2 F(x, y) = \frac{Q\sigma(x - x_0)}{(1 + \sigma)J} - \frac{Q}{2J} f(x), \quad (1.1)$$

где x_0 — координата центра тяжести сечения, J — момент инерции поперечного сечения относительно оси x , $f(x)$ — произвольная функция, σ — коэффициент Пуассона.

На контуре сечения функция $F(x, y)$ удовлетворяет условию

$$\frac{\partial F}{\partial s} = \frac{Q}{2J} [y^2 - f(x)] \frac{dx}{ds}. \quad (1.2)$$

В силу симметрии достаточно рассматривать только область $AB C D E F$ (фиг. 1). Чтобы решение, определенное в этой части области, распространилось на всю область сечения, требуется, чтобы вдоль горизонтальной оси симметрии на линии AB нормальная производная функции $F(x, y)$ равнялась нулю.

Положим

$$f(x) = b^2 - x^2 \quad (1.3)$$



и перейдем к новым координатам следующим образом ^(2,3)

$$x = be^t \cos \varphi, \quad y = be^t \sin \varphi. \quad (1.4)$$

Тогда уравнение (1.1) и условие (1.2) примут вид:

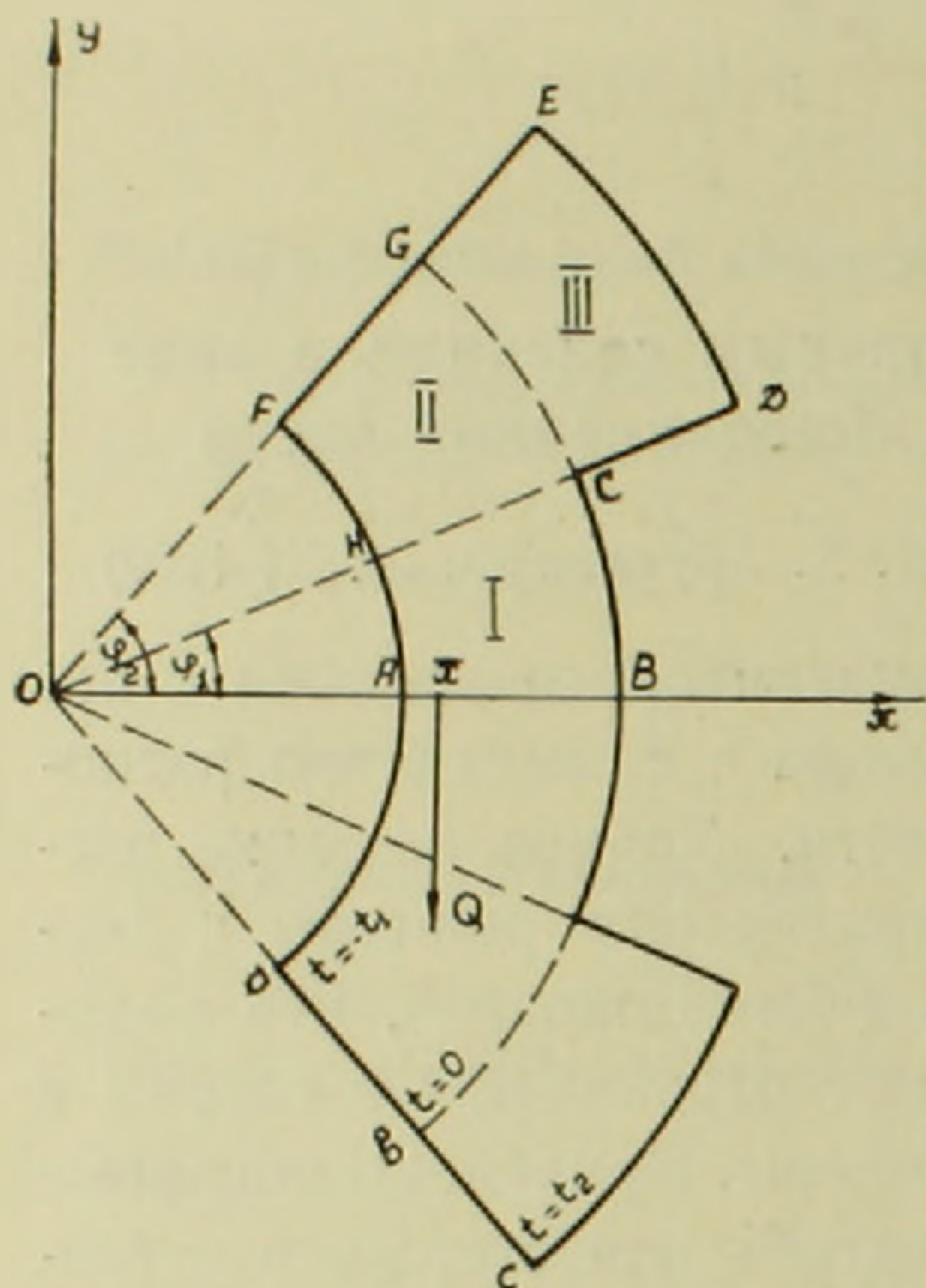
$$\nabla^2 F(t, \varphi) = \frac{(1+2\sigma)Qb^3}{(1+\sigma)J} e^{3t} \cos \varphi - \frac{\sigma x_0 Qb^2}{(1+\sigma)J} e^{2t}, \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial F}{\partial s} = -\frac{Qb^3}{2J} (1 - e^{2t}) \frac{d(e^t \cos \varphi)}{ds}. \quad (1.6)$$

Напряжения $\tau_{z\varphi}$ и τ_{rz} выражаются через функцию напряжений $F(t, \varphi)$ соотношениями

$$\begin{aligned} \tau_{z\varphi}(t, \varphi) = & -\frac{1}{be^t} \frac{\partial F}{\partial t} + \\ & + \frac{Qb^2}{2J} (e^{2t} - 1) \cos \varphi, \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \tau_{rz}(t, \varphi) = & \frac{1}{be^t} \frac{\partial F}{\partial \varphi} + \\ & + \frac{Qb^2}{2J} (e^{2t} - 1) \sin \varphi. \end{aligned}$$



Фиг. 1

В области $ABCDEF$ функцию $F(t, \varphi)$ ищем в виде ⁽¹⁾

$$F(t, \varphi) = \begin{cases} F_1(t, \varphi) & \text{в области I} \\ F_2(t, \varphi) & \text{в области II} \\ F_3(t, \varphi) & \text{в области III} \end{cases} \quad (1.8)$$

Пользуясь условием симметрии и граничными условиями (1.6), в силу (1.8) для $F_i(t, \varphi)$ ($i = 1, 2, 3$) получим следующие условия:

$$F_1(0, \varphi) = \left. \frac{\partial F_1}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=0} = 0,$$

$$F_3(t, \varphi_1) = -\frac{Qb \cos \varphi_1}{6J} (3e^t - e^{3t} - 2),$$

$$F_3(t_2, \varphi) = -\frac{Qb^3}{2J} (e^{t_2} - e^{3t_2}) \cos \varphi - \frac{Qb^3 \cos \varphi_1}{3J} (e^{3t_2} - 1),$$

$$\begin{aligned} F_3(t, \varphi_2) = F_2(t, \varphi_2) = & -\frac{Qb^3 \cos \varphi_2}{6J} (3e^t - e^{3t} - 2e^{3t_2}) - \\ & - \frac{Qb^3 \cos \varphi_1}{3J} (e^{3t_2} - 1), \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned}
F_2(-t_1, \varphi) = F_1(-t_1, \varphi) = -\frac{Qb^3}{2J} (e^{-t_1} - e^{-3t_1}) \cos \varphi + \\
+ \frac{Qb^3 \cos \varphi_2}{3J} (e^{3t_2} - e^{-3t_1}) - \frac{Qb^3 \cos \varphi_1}{3J} (e^{3t_2} - 1); \\
F_1(t, \varphi_1) = F_2(t, \varphi_1), \quad F_2(0, \varphi) = F_3(0, \varphi),
\end{aligned} \tag{1.10}$$

$$\left. \frac{\partial F_1}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\varphi_1} = \left. \frac{\partial F_2}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\varphi_1}, \quad \left. \frac{\partial F_2}{\partial t} \right|_{t=0} = \left. \frac{\partial F_3}{\partial t} \right|_{t=0};$$

где

$$t_1 = -\ln \frac{a}{b}, \quad t_2 = \ln \frac{c}{b}. \tag{1.11}$$

§2. *Определение функции напряжения.* Решая уравнение (1.5) методом разделения переменных и удовлетворив условиям (1.9) и (1.10), для функций $F_i(t, \varphi)$ ($i = 1, 2, 3$) получим выражения:

$$\begin{aligned}
F_1(t, \varphi) = C_1 \cos \varphi \left[e^{3t} - \frac{\operatorname{sh}(t_1 + t)}{\operatorname{sh} t_1} + e^{-3t_1} \frac{\operatorname{sh} t}{\operatorname{sh} t_1} \right] - C_2 \left[e^2 - \frac{t_1 + t}{t_1} + \right. \\
\left. + \frac{t}{t_1} e^{-2t_1} \right] + \frac{Qb^3}{J} e^{-2t_1} \operatorname{sh} t \cdot \cos \varphi - \frac{Qb^3}{3J} [(e^{3t_2} - e^{-3t_1}) \cos \varphi_2 - \\
- (e^{3t_2} - 1) \cos \varphi_1] \frac{t}{t_1} + \frac{2}{t_1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{X_k + A_k}{\beta} \frac{\operatorname{ch} \beta_k \varphi}{\operatorname{ch} \beta_k \varphi_1} \sin \beta_k t;
\end{aligned} \tag{2.1}$$

в области ($0 \leq \varphi \leq \varphi_1, -t_1 \leq t < 0$)

$$\begin{aligned}
F_2(t, \varphi) = C_1 e^{3t} \left[\cos \varphi - \frac{\cos \varphi_1 \sin 3(\varphi_2 - \varphi) + \cos \varphi_2 \sin 3(\varphi - \varphi_1)}{\sin 3(\varphi_2 - \varphi_1)} \right] - \\
- C_2 e^{3t} \left[1 - \frac{\sin 2(\varphi_2 - \varphi) + \sin 2(\varphi - \varphi_1)}{\sin 2(\varphi_2 - \varphi_1)} \right] + \\
+ \frac{Qb^3}{6J} e^3 \frac{\cos \varphi_1 \sin 3(\varphi_2 - \varphi) + \cos \varphi_2 \sin 3(\varphi - \varphi_1)}{\sin 3(\varphi_2 - \varphi_1)} - \frac{Qb^3}{2J} e^t \cos \varphi + \\
+ \frac{Qb^3}{3J} \left\{ (\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1) \left[e^{3t_2} \frac{\varphi - \varphi_1}{\varphi_2 - \varphi_1} - \frac{t}{t_1} \frac{\varphi_2 - \varphi}{\varphi_2 - \varphi_1} (e^{3t_2} - e^{3t_1}) \right] + \right. \\
\left. + \cos \varphi_1 \right\} - \frac{2}{\varphi - \varphi_1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{m Y_k}{\delta_k} \frac{\operatorname{sh} \delta_k (t_1 + t)}{\operatorname{sh} \delta_k t_1} \sin \delta_k (\varphi - \varphi_1) + \\
+ \frac{2}{\varphi_2 - \varphi_1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{B_k}{\delta_k} \frac{\operatorname{sh} \delta_k t}{\operatorname{sh} \delta_k t_1} \sin \delta_k (\varphi - \varphi_1) + \\
+ \frac{2}{t_1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{X_k}{\beta_k} \frac{\operatorname{sh} \beta_k (\varphi_2 - \varphi)}{\operatorname{sh} \beta_k (\varphi_2 - \varphi_1)} \sin \beta_k t;
\end{aligned} \tag{2.2}$$

в области ($\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_2, -t_1 \leq t \leq 0$)

$$\begin{aligned}
F_3(t, \varphi) = & C_1 e^{3t} \left[\cos \varphi - \frac{\cos \varphi_1 \cdot \sin 3(\varphi_2 - \varphi) + \cos \varphi_2 \cdot \sin 3(\varphi - \varphi_1)}{\sin 3(\varphi_2 - \varphi_1)} \right] - \\
& - C_2 e^{2t} \left[1 - \frac{\sin 2(\varphi_2 - \varphi_1) + \sin 2(\varphi - \varphi_1)}{\sin 2(\varphi_2 - \varphi_1)} \right] - \frac{Qb^3}{6J} \left[3e^t \cos \varphi - \right. \\
& - 2 \cos \varphi_1 + 2e^{3t_2} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) \frac{\varphi - \varphi_1}{\varphi_2 - \varphi_1} - \\
& - e^{3t} \frac{\cos \varphi_1 \cdot \sin 3(\varphi_2 - \varphi) + \cos \varphi_2 \cdot \sin 3(\varphi - \varphi_1)}{\sin 3(\varphi_2 - \varphi_1)} \left. \right] - \\
& - \frac{2}{\varphi_2 - \varphi_1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{m Y_k}{\delta_k} \frac{\operatorname{sh} \delta_k (t_2 - t)}{\operatorname{sh} \delta_k t_2} \sin \delta_k (\varphi - \varphi_1) - \\
& - \frac{2}{\varphi_2 - \varphi_1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{C_k}{\delta_k} \frac{\operatorname{sh} \delta_k t}{\operatorname{sh} \delta_k t_2} \sin \delta_k (\varphi - \varphi_1); \tag{2.3}
\end{aligned}$$

в области $(\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_2, 0 \leq t < t_2)$,
где

$$\begin{aligned}
\beta_k &= \frac{k\pi}{t_1}, \quad \delta_k = \frac{k\pi}{\varphi_2 - \varphi_1}, \\
C_1 &= \frac{(1 + 2\sigma) Qb^3}{8(1 + \delta)J}, \quad C_2 = \frac{\sigma x_0 Qb_2}{4(1 + \sigma)J}; \tag{2.4}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_k = & -8C_1 \cos \varphi_1 \frac{\beta_k^2 [1 + (-1)^{k+1} e^{-3t_1}]}{(\beta_k^2 + 1)(\beta_k^2 + 9)} + 4C_2 \frac{1 + (-1)^{k+1} e^{-2t_1}}{\beta_k^2 + 4} + \\
& + \frac{Qb^3 \cos \varphi_1}{J} \cdot \frac{(\beta_k^2 - 3) [1 + (-1)^{k+1} e^{-3t_1}]}{(\beta_k^2 + 1)(\beta_k^2 + 9)}; \tag{2.5}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_k = & -8C_1 e^{-3t_1} \frac{\delta_k^2 [\cos \varphi_1 + (-1)^{k+1} \cos \varphi_2]}{(\delta_k^2 - 1)(\delta_k^2 - 9)} + 4C_2 e^{-2t_1} \frac{1 + (-1)^{k+1}}{\delta_k^2 - 4} + \\
& + \frac{Qb^2 e^{-3t_1}}{J} \cdot \frac{(\delta_k^2 + 3) [\cos \varphi_1 + (-1)^{k+1} \cos \varphi_2]}{(\delta_k^2 - 1)(\delta_k^2 - 9)}; \tag{2.6}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_k = & -8C_1 e^{3t_2} \frac{\delta_k^2 [\cos \varphi_1 + (-1)^{k+1} \cos \varphi_2]}{(\delta_k^2 - 1)(\delta_k^2 - 9)} + 4C_2 e^{2t_2} \frac{1 + (-1)^{k+1}}{\delta_k^2 - 4} + \\
& + \frac{Qb^3 e^{3t_2}}{J} \cdot \frac{(\delta_k^2 + 3) [\cos \varphi_1 + (-1)^{k+1} \cos \varphi_2]}{(\delta_k^2 - 1)(\delta_k^2 - 9)}; \tag{2.7}
\end{aligned}$$

$$x_0 = \frac{2b}{3} \frac{(1 - e^{-3t_1}) \sin \varphi_2 + (e^{3t_2} - 1) (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)}{(1 - e^{-2t_1}) \varphi_2 + (e^{2t_2} - 1) (\varphi_2 - \varphi_1)}; \tag{2.8}$$

$$J = \frac{b^4}{4} \left[\varphi_2 (1 - e^{4t_1}) \left(1 - \frac{\sin 2\varphi_2}{2\varphi_2} \right) + (\varphi_2 - \varphi_1) (e^{4t_2} - 1) \left(1 - \right. \right.$$

$$\left. - \frac{\sin 2\varphi_2 - \sin 2\varphi_1}{2(\varphi_2 - \varphi_1)} \right) \Bigg]. \quad (2.9)$$

Для определения постоянных X_k и Y_k получаем совокупность из двух бесконечных систем линейных уравнений:

$$Y_p = \sum_{k=1}^{\infty} a_{kp} X_k + P_p \quad (p = 1, 2, 3 \dots) \quad (2.10)$$

$$X_p = \sum_{k=1}^{\infty} b_{kp} Y_k + Q_p,$$

где

$$a_{kp} = \frac{2}{mt_1 [\operatorname{cth} \delta_p t_1 + \operatorname{cth} \delta_p t_2]} \cdot \frac{\delta_p}{\beta_k^2 + \delta_p^2}, \quad (2.11)$$

$$b_{kp} = \frac{2m}{(\varphi_2 - \varphi_1) [\operatorname{th} \beta_p \varphi_1 + \operatorname{cth} \beta_p (\varphi_2 - \varphi_1)]} \cdot \frac{\beta_p}{\delta_k^2 + \beta_p^2};$$

$$P_p = \frac{1}{m [\operatorname{cth} \delta_p t_1 + \operatorname{cth} \delta_p t_2]} \left[\frac{Qb^3 (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) (e^{3t_2} - e^{-3t_1})}{3J \delta t_1} + \right. \\ \left. + \frac{C_p}{\operatorname{sh} \delta_p t_2} + \frac{B_p}{\operatorname{sh} \delta_p t_1} \right],$$

$$Q_p = \frac{1}{t \varphi_1 + \operatorname{cth} \beta_p (\varphi_2 - \varphi_1)} \left\{ 8C_1 \frac{\beta_p^2 e^{-3t_1} (-1)^{p+1}}{(\beta_p^2 + 1)(\beta_p^2 + 9)} \left[\cos \varphi_1 \cdot \operatorname{cth} \beta_p (\varphi_2 - \right. \right. \\ \left. \left. - \varphi_1) - \frac{\cos \varphi_2}{\operatorname{sh} \beta_p (\varphi_2 - \varphi_1)} \right] - \frac{Qb^3 (\beta_p^2 - 3) e^{-3t_1} (-1)^{p+1}}{J (\beta_p^2 + 1)(\beta_p^2 + 9)} \left[\cos \varphi_1 \cdot \operatorname{cth} \beta_p (\varphi_2 - \right. \right. \\ \left. \left. - \varphi_1) - \frac{\cos \varphi_2}{\operatorname{sh} \beta_p (\varphi_2 - \varphi_1)} \right] - 4C_2 \frac{e^{-2t_1} (-1)^{p+1}}{\beta_p^2 + 4} \operatorname{th} \frac{\beta_p (\varphi_2 - \varphi_1)}{2} + \right. \\ \left. + C_1 \sin \varphi_1 \cdot \frac{\beta_p}{\beta_p^2 + 1} + \left(3C_1 - \frac{Qb^3}{2J} \right) \frac{\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1 \cdot \cos 3(\varphi_2 - \varphi_1)}{\sin 3(\varphi_2 - \varphi_1)} \times \right. \\ \left. \times \frac{\beta}{\beta_p + 9} - A_p \operatorname{th} \beta_p \varphi_1 - 2C_2 \operatorname{tg} (\varphi_2 - \varphi_1) \frac{\beta_p}{\beta_p^2 + 4} - \frac{Qb^3}{2J} \sin \varphi_1 \times \right. \\ \left. \times \frac{\beta_p}{\beta_p^2 + 1} + \frac{Qb^3}{3J} \frac{\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2}{\beta_p (\varphi_2 - \varphi_1)} \right\}. \quad (2.12)$$

Покажем, что системы (2.10) вполне регулярны. Действительно, для суммы модулей коэффициентов систем (2.10) имеют место следующие неравенства:

$$\sum_{k=1}^{\infty} a_{kp.} = \frac{1}{m} \cdot \frac{\operatorname{cth} \delta_p t_1 - \frac{1}{\delta_p t_1}}{\operatorname{cth} \delta_p t_1 + \operatorname{cth} \delta_p t_2} \leq \frac{1}{2m}, \quad (2.13)$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} b_{kp.} = m \frac{\operatorname{cth} \beta_p (\varphi_2 - \varphi_1) - \frac{1}{\beta_p (\varphi_2 - \varphi_1)}}{\operatorname{cth} \beta_p (\varphi_2 - \varphi_1) + \operatorname{th} \beta_p \varphi_1} \leq m;$$

Постоянное число m выбираем из равенства

$$\frac{1}{2m} = m, \quad \text{т. е. } m = \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Тогда согласно (2.13) будем иметь

$$\sum_{k=1}^{\infty} |a_{kp.}| \leq \frac{\sqrt{2}}{2}, \quad \sum_{k=1}^{\infty} |b_{kp.}| \leq \frac{\sqrt{2}}{2},$$

т. е. системы (2.10) оказались вполне регулярными.

Легко видеть из (2.12), что свободные члены системы (2.10) ограничены сверху и при $p \rightarrow \infty$ стремятся к нулю.

§3. *Определение центра изгиба.* Координата центра изгиба определяется по выражению

$$\bar{x} = -\frac{M}{Q}, \quad \bar{y} = 0, \quad (3.1)$$

где M —момент от касательных напряжений, взятый относительно начала координат, т. е.

$$M = b^3 \iint \tau_{z\varphi} e^{3t} dt d\varphi. \quad (3.2)$$

Подставляя выражения $\tau_{z\varphi}$ из (1.7) в (3.2), произведя некоторое преобразование и пользуясь формулами (2.1)–(2.3), после интегрирования получим следующую формулу:

$$\begin{aligned} \frac{M}{2} = & -\frac{Qb^5}{15J} \sin \varphi_1 (1 + 10e^{-2t_1} - 10e^{-3t_1} - e^{-5t_1}) + \\ & + \frac{2}{5} \left(\frac{Qb^5}{J} - C_1 b^2 \right) (e^{5t_2} - e^{-5t_1}) \left[\frac{\cos \varphi_2 + \cos \varphi_1}{3} \operatorname{tg} \frac{3(\varphi_2 - \varphi_1)}{2} - \right. \\ & \left. - \sin \varphi_2 + \sin \varphi_1 \right] - \frac{4b^2}{3} C_1 \sin \varphi_1 \left(\frac{1 - e^{-5t_1}}{5} - e^{-2t_1} + e^{-3t_1} \right) + \\ & + C_2 b^2 \frac{e^{4t_2} - e^{-4t_1}}{2} [\operatorname{tg} (\varphi_2 - \varphi_1) - (\varphi_2 - \varphi_1)] + \\ & + \frac{Qb^5}{3J} (\varphi_2 - \varphi_1) \left[\frac{e^{5t_2} - e^{-5t_1}}{2} (\cos \varphi_2 + \cos \varphi_1) + (\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1) (e^{3t_2} - \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -e^{-3t_1}) \frac{1-e^{2t_1}}{4t_1} \Big] - \frac{\varphi_1 b^2}{2} C_2 \left[\frac{(1-e^{-2t_1})^2}{t_1} - 1 + e^{-4t_1} \right] + \\
& + \frac{Qb^5(1-e^{-2t_1})\varphi_1}{J 6t_1} [(e^{3t_2} - e^{-3t_1}) \cos \varphi_2 - (e^{3t_2} - 1) \cos \varphi_1] - \\
& - \frac{4b^2}{t_1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1 + (-1)^{k+1} e^{-2t_1}}{\beta_k (\beta_k^2 + 4)} \left[(X_k + A_k) \operatorname{th} \beta_k \varphi_1 + X_k \operatorname{th} \frac{\beta_k (\varphi_2 - \varphi_1)}{2} \right] - \\
& - \frac{8b^2}{\varphi_2 - \varphi_1} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{m Y_k}{\delta_k (\delta_k^2 - 4)} \left(\operatorname{cth} \delta_k t_1 + \operatorname{cth} \delta_k t_2 - \frac{e^{-2t_1}}{\operatorname{sh} \delta_k t_1} - \frac{e^{2t_2}}{\operatorname{sh} \delta_k t_2} \right) + \\
& + \frac{8b^2}{\varphi_2 - \varphi_1} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{\delta_k (\delta_k^2 - 4)} \left[B_k \left(e^{-2t_1} \operatorname{cth} \delta_k t_1 + \frac{1}{\operatorname{sh} \delta_k t_1} - \frac{2e^{-2t_1}}{\delta_k} \right) - \right. \\
& \left. - C_k \left(e^{2t_2} \operatorname{cth} \delta_k t_2 - \frac{1}{\operatorname{sh} \delta_k t_2} - \frac{2e^{2t_2}}{\delta_k} \right) \right]. \quad (3.3)
\end{aligned}$$

§3. *Числовой пример.* В качестве числового примера рассмотрен изгиб призматического стержня с поперечным сечением в виде кольцевого сектора с симметрично расположенными боковыми выступами, размеры которого следующие: $b = a + 1$, $c = a + 2$, $CG = FG = GE$, где a принимает значение 2, 3, 4, 5, ∞ .

В таблице для этих случаев приведены значения координаты центра изгиба $\bar{x} = \bar{x}_0 + \Delta \bar{x}$, где $\bar{x}_0$ — главная часть значения координаты центра изгиба, получающаяся из (3.3) путем отбрасывания последних трех рядов, а $\Delta \bar{x}$ — влияние этих же рядов на значение координаты центра изгиба.

a	$\frac{\bar{x}_0}{b}$	$\frac{\Delta \bar{x}_0}{b}$	$\frac{\bar{x}}{b}$	$\frac{\Delta \bar{x}}{\bar{x}} \cdot 100 \%$
2	0.6761	0.0147	0.6908	2.17 %
3	0.9107	0.0106	0.9213	1.17 %
4	0.9787	0.0071	0.9858	0.72 %
5	1.0957	0.0032	1.0989	0.30 %
∞	1.2732	0	1.2732	0

Из таблицы видно, при вычислении значения координаты центра изгиба для тонких стержней ($a \geq 3, 2$) можно отбрасывать последние три ряда в формуле (3.3), т. е. не иметь дела с бесконечными уравнениями. При этом ошибка не превосходит 1 %.

В заключение выражаю благодарность Б. Л. Абрамяну за руководство настоящей работой.

Институт математики и механики
Академии наук Армянской ССР

Կորագիծ մասում ճեղքով օղակային սեկտորի հետ ունեցող բնդլայնական հասվածքով պրիզմատիկ ձողերի ծառայ

Հոդվածում տրվում է պրիզմատիկ ձողերի ծառային խնդրի ճշգրիտ լուծումը, երբ ձողի բնդլայնական հասվածքն ունի կորագիծ մասում սիմետրիկ ճեղքով օղակային սեկտորի տեսք, մեկ սիմետրիայի առանցք, իսկ ծող ուժն ուղղահայաց է սիմետրիայի առանցքին և անցնում է ծառային կենտրոնով:

Քնդիրը բերվում է լիովին ռեգուլյար գծային անվերջ հավասարումների սխեման լուծման, որի ազատ անդամները սահմանափակ են և ձգտում են դերոյի $\frac{1}{k}$ կարգով: Մաս-

նավոր օրինակներում հաշված են ծառային կենտրոնի կոորդինատի արժեքները, որոնք բերված են աղյուսակում: Աղյուսակի հիման վրա առաջարկվում է բարակ սլաք ունեցող ձողերի ծառային կենտրոնի համար մոտավոր բանաձև:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Н. Х. Арутюнян, Решение задачи о кручении стержней полигонального поперечного сечения. ПММ, т. XIII, в. I, 1949. ² Б. Л. Абрамян, ДАН АрмССР, т. XXVIII, № 3 (1959).

ТЕОРИЯ ПОЛЗУЧЕСТИ

М. А. Задоян

О ползучести цилиндрической трубы при
 высоких температурах

(Представлено академиком АН Армянской ССР Н. Х. Арутюняном 1. V 1960)

1°. Рассматривается задача определения напряжения в длинной бетонной цилиндрической трубе при больших температурах. Корпусы современных ядерных реакторов строят из специальных бетонов, механические свойства и состав которых подробно изложены в монографии (1). Будем считать, что корпус реактора представляет длинную бетонную цилиндрическую трубу ($\sigma_z = 0$), находящуюся под стационарным воздействием температуры

$$T = A - B \ln r, \quad (1)$$

где

$$A = T_1 + (T_1 - T_2) \frac{\ln a}{\ln \frac{b}{a}}, \quad B = \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{b}{a}}.$$

T_1 и T_2 —значения температуры соответственно на внутренней ($r = a$) и внешней ($r = b$) поверхностях. Влияние внутренних источников радиационного тепловыделения здесь не рассматривается.

2°. При расчете на ползучесть важное значение имеет учет влияния высоких температур, возникающих в активной зоне реактора, на механические свойства материала корпуса. Следуя работе (2), принимаем, что модуль упругости и мера ползучести бетона в зависимости от повышения температуры меняются по закону

$$E^*(T) = E_0 e^{-\gamma T(r)}, \quad C^*(T, t, \tau) = C(t, \tau) e^{\mu T(r)}, \quad (2)$$

где E_0 и $C(t, \tau)$ модуль упругости и мера ползучести при нормальных температурах, а γ и μ заданные положительные параметры, определяемые из эксперимента. Экспериментальные кривые для модуля упругости бетона при высоких температурах приведены в работах В. И. Мурашева (3) и В. А. Харламова (4). Экспериментальное исследование ползучести бетона при высоких температурах произведено в указанной работе В. А. Харламова.

Зависимость между компонентами напряжений и деформаций (3) с учетом влияния высоких температур можно представить в виде

$$\sigma_r(r, t) = \frac{E^*(T)}{1 - \nu^2} \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \nu \frac{u}{r} - \alpha(1 + \nu) T \right] + \int_{\tau_0}^t \sigma_r(r, \tau) K^*(T, t, \tau) d\tau, \quad (3)$$

$$\sigma_\theta(r, t) = \frac{E^*(T)}{1 - \nu^2} \left[\frac{u}{r} + \nu \frac{\partial u}{\partial r} - \alpha(1 + \nu) T \right] + \int_{\tau_0}^t \sigma_\theta(r, \tau) K^*(T, t, \tau) d\tau, \quad (4)$$

где

$$K^*(T, t, \tau) = E^*(T) \frac{\partial}{\partial \tau} C^*(T, t, \tau). \quad (5)$$

Подставляя (3) и (4) в уравнения равновесия

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad (6)$$

и учитывая соотношения (2), получим

$$\frac{E^*(T)}{1 - \nu^2} \left\{ \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r} - \gamma T' \right) \frac{\partial u}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\nu \gamma T'}{r} \right) u \right\} + \int_{\tau_0}^t \sigma_r(r, \tau) \frac{\partial}{\partial r} K^*(T, t, \tau) d\tau = \frac{E^*(T) \alpha T'}{1 - \nu} (1 - \gamma T), \quad (7)$$

где штрих означает дифференцирование по r .

Из уравнений (3) и (7), исключая интеграл, приходим к дифференциальному уравнению относительно радиального перемещения с неизвестной правой частью:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1 + \mu B}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{1 - \nu \mu B}{r^2} u = Q \quad (8)$$

$$Q = \frac{(1 - \nu^2) \lambda B e^{\gamma A}}{E_0} \frac{\sigma_r(r, t)}{r^{1 + \gamma B}} - \alpha(1 + \nu) B \frac{1 - \mu A + \mu B \ln r}{r}$$

$$\lambda = \mu - \gamma.$$

Решение уравнения (8) при граничных условиях

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \nu \frac{u}{r} = \begin{cases} \alpha(1 + \nu) T_1 & \text{при } r = a \\ \alpha(1 + \nu) T_2 & \text{при } r = b \end{cases}$$

имеет вид:

$$u(r, t) = C_1 r^{\omega_1} + C_2 r^{\omega_2} + \frac{1}{\omega_1 - \omega_2} \int_a^r \left[\left(\frac{r}{\xi} \right)^{\omega_1} - \left(\frac{r}{\xi} \right)^{\omega_2} \right] Q(\xi, t) \xi d\xi, \quad (9)$$

где

$$C_1 = \frac{1}{(\omega_1 + \nu)(b^{\omega_1-1} - a^{\omega_1-\omega_2} b^{\omega_2-1})} \left\{ T_2 - T_1 \left(\frac{a}{b} \right)^{1-\omega_2} - \right. \\ \left. - \frac{1}{\omega_1 - \omega_2} \int_a^b \left[(\omega_1 + \nu) \left(\frac{b}{\xi} \right)^{\omega_1-1} - (\omega_2 + \nu) \left(\frac{b}{\xi} \right)^{\omega_2-1} \right] Q(\xi, t) d\xi \right\}, \quad (10)$$

$$C_2 = \frac{1}{(\omega_2 + \nu)(b^{\omega_2-1} - a^{\omega_2-\omega_1} b^{\omega_1-1})} \left\{ T_2 - T_1 \left(\frac{a}{b} \right)^{1-\omega_1} - \right. \\ \left. - \frac{1}{\omega_1 - \omega_2} \int_a^b \left[(\omega_1 + \nu) \left(\frac{b}{\xi} \right)^{\omega_1-1} - (\omega_2 + \nu) \left(\frac{b}{\xi} \right)^{\omega_2-1} \right] Q(\xi, t) d\xi \right\};$$

$$\omega_{1,2} = -\frac{1}{2} \mu B \pm \sqrt{\frac{1}{4} \mu^2 B^2 + 1 - \nu \mu B}.$$

Подставляя выражение $u(r, t)$ из (9) в (3), получим

$$\begin{aligned} \varphi_r(r, t) = & F_r(r) + \lambda \int_a^b M_r(\xi, r) \varphi_r(\xi, t) d\xi + \\ & + \lambda \int_a^r H_r(\xi, r) \varphi_r(\xi, t) d\xi + \int_{\tau_0}^t N(r, t, \tau) \varphi_r(r, \tau) d\tau, \end{aligned} \quad (11)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} F_r(r) = & \frac{E_0 \alpha e^{-\gamma A} B r^{\gamma B}}{(1 - \nu)(\omega_1 - \omega_2)} \left\{ \frac{\omega_1 - \omega_2}{B} \left[\frac{T_2 - T_1 \left(\frac{a}{b} \right)^{1-\omega_2}}{1 - \left(\frac{a}{b} \right)^{\omega_1-\omega_2}} \left(\frac{r}{b} \right)^{\omega_1-1} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{T_2 - T_1 \left(\frac{a}{b} \right)^{1-\omega_1}}{1 - \left(\frac{a}{b} \right)^{\omega_2-\omega_1}} \left(\frac{r}{b} \right)^{\omega_2-1} - A + B \ln r \right] - \right. \\ & \left. - \int_a^r \frac{1 - \mu A + \mu B \ln \xi}{\xi} \left[(\omega_1 + \nu) \left(\frac{r}{\xi} \right)^{\omega_1-1} - (\omega_2 + \nu) \left(\frac{r}{\xi} \right)^{\omega_2-1} \right] d\xi - \right. \end{aligned}$$

$$- \int_a^b \frac{1 - \mu A + \mu B \ln \xi}{\xi} \frac{\left(\frac{a}{b}\right)^{\omega_2 - \omega_1} \left(\frac{r}{b}\right)^{\omega_1 - 1} \left(\frac{r}{b}\right)^{\omega_2 - 1}}{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^{\omega_2 - \omega_1}} \times$$

$$\times \left[(\omega_1 + \nu) \left(\frac{b}{\xi}\right)^{\omega_1 - 1} - (\omega_2 + \nu) \left(\frac{b}{\xi}\right)^{\omega_2 - 1} \right] d\xi \quad (12)$$

$$M_r(\xi, r) = \frac{B}{(\omega_1 - \omega_2) r} \frac{\left(\frac{a}{b}\right)^{\omega_2 - \omega_1} \left(\frac{r}{b}\right)^{\omega_1 + \gamma B} - \left(\frac{r}{b}\right)^{\omega_2 + \gamma B}}{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^{\omega_2 - \omega_1}} \times$$

$$\times \left[(\omega_1 + \nu) \left(\frac{b}{\xi}\right)^{\omega_1 + \gamma B} - (\omega_2 + \nu) \left(\frac{b}{\xi}\right)^{\omega_2 + \gamma B} \right] \quad (13)$$

$$H_r(\xi, r) = \frac{B}{(\omega_1 - \omega_2) r} \left[(\omega_1 + \nu) \left(\frac{r}{\xi}\right)^{\omega_1 + \gamma B} - (\omega_2 + \nu) \left(\frac{r}{\xi}\right)^{\omega_2 + \gamma B} \right] \quad (14)$$

$$N(r, t, \tau) = e^{\lambda A} \frac{K(t, \tau)}{r^{\lambda B}}, \quad K(t, \tau) = E_0 \frac{\partial}{\partial \tau} C(t, \tau). \quad (15)$$

Подобным образом подставляя (9) в (4), исключая ε , при помощи (6) и делая преобразования, приходим к аналогичному уравнению:

$$\varepsilon_0(r, t) = F_0(r) + \lambda \int_a^b M_0(\xi, r) \varepsilon_0(\xi, t) d\xi +$$

$$+ \lambda \int_a^r H_0(\xi, r) \varepsilon_0(\xi, t) d\xi + \int_{\tau_0}^{\tau} N(r, t, \tau) \varepsilon_0(r, \tau) d\tau,$$

где

$$F_0(r) = \frac{E_0 \alpha e^{-\gamma A} B r^{\gamma B}}{(1 - \nu)(\omega_1 - \omega_2)} \left\{ \frac{\omega_1 - \omega_2}{B} \left[\frac{1 + \nu \omega_1}{\omega_1 + \nu} \frac{T_2 - T_1 \left(\frac{a}{b}\right)^{1 - \omega_2}}{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^{\omega_1 - \omega_2}} \left(\frac{r}{b}\right)^{\omega_1 - 1} + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{1 + \nu \omega_2}{\omega_2 + \nu} \frac{T_2 - T_1 \left(\frac{a}{b}\right)^{1 - \omega_1}}{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^{\omega_2 - \omega_1}} \left(\frac{r}{b}\right)^{\omega_2 - 1} - A + B \ln r \right] -$$

$$- \int_a^r \frac{1 - \mu A + \mu B \ln \xi}{\xi} \left[(1 + \nu \omega_1) \left(\frac{r}{\xi}\right)^{\omega_1 - 1} - (1 + \nu \omega_2) \left(\frac{r}{\xi}\right)^{\omega_2 - 1} \right] d\xi -$$

$$- \int_a^b \frac{1 - \mu A + \mu B \ln \xi}{\xi} \frac{\frac{1 + \nu \omega_1}{\omega_1 + \nu} \left(\frac{a}{b}\right)^{\omega_2 - \omega_1} \left(\frac{r}{b}\right)^{\omega_1 - 1} - \frac{1 + \nu \omega_2}{\omega_2 + \nu} \left(\frac{r}{b}\right)^{\omega_2 - 1}}{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^{\omega_2 - \omega_1}} \times$$

$$\times \left[(\omega_1 + \nu) \left(\frac{b}{\xi}\right)^{\omega_1 - 1} - (\omega_2 + \nu) \left(\frac{b}{\xi}\right)^{\omega_2 - 1} \right] d\xi \Bigg\}, \quad (17)$$

$$M_\theta(\xi, r) = - \frac{B}{(\omega_1 - \omega_2) r} \frac{\frac{1 + \nu \omega_1}{\omega_1 + \nu} \left(\frac{a}{b}\right)^{\omega_2 - \omega_1} \left(\frac{r}{b}\right)^{\omega_1 + \gamma B} - \frac{1 + \nu \omega_2}{\omega_2 + \nu} \left(\frac{r}{b}\right)^{\omega_2 + \gamma B}}{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^{\omega_2 - \omega_1}} \times$$

$$\times \left\{ \frac{\omega_1 + \nu}{\omega_1 + \gamma B} \left[1 - \left(\frac{b}{\xi}\right)^{\omega_1 + \gamma B} \right] - \frac{\omega_2 + \nu}{\omega_2 + \gamma B} \left[1 - \left(\frac{b}{\xi}\right)^{\omega_2 + \gamma B} \right] \right\}, \quad (18)$$

$$H_\theta(\xi, r) = - \frac{B}{(\omega_1 - \omega_2) r} \left\{ \frac{1 + \nu \omega_1}{\omega_1 + \nu} \left[1 - \left(\frac{r}{\xi}\right)^{\omega_1 + \gamma B} \right] - \right.$$

$$\left. - \frac{1 + \nu \omega_2}{\omega_2 + \nu} \left[1 - \left(\frac{r}{\xi}\right)^{\omega_2 + \gamma B} \right] \right\}. \quad (19)$$

Отметим, что между ядрами M_r , H_r и M , H_θ имеются зависимости

$$M_\theta = \int_a^b \left[(1 + \lambda B) M_r + r \frac{\partial M_r}{\partial r} \right] \frac{d\xi}{\xi},$$

$$H_\theta = \int_a^b \left[(1 + \lambda B) H_r + r \frac{\partial H_r}{\partial r} \right] \frac{d\xi}{\xi}. \quad (20)$$

Свободные члены F_r и F_θ связаны соотношением

$$F_\theta = (1 + \lambda B) F_r + r \frac{\partial F_r}{\partial r}. \quad (21)$$

Вводя обозначения

$$\Omega = \begin{cases} \sigma_r & \text{при } F = F_r, \quad M = M_r, \quad H = H_r \\ \sigma_\theta & \text{при } F = F_\theta, \quad M = M_\theta, \quad H = H_\theta \end{cases}$$

(11) и (12) можно объединять в одно уравнение:

$$\Omega(r, t) = F(r) + \lambda \int_a^b M(\xi, r) \Omega(\xi, t) d\xi +$$

$$+ \lambda \int_a^r H(\xi, r) \Omega(\xi, t) d\xi + \int_{\tau_0}^t N(r, t, \tau) \Omega(r, \tau) d\tau. \quad (22)$$

Таким образом, задача определения напряжения в трубе с учетом влияния высоких температур на ползучесть и модуль упругости бетона свелась к решению интегрального уравнения (22), характеризуемого ядрами $M(\xi, r)$, $H(\xi, r)$ и $N(r, t, \tau)$.

3°. Решение интегрального уравнения (2) ищем в виде ряда по параметру λ

$$\Omega(r, t) = \Omega_0(r, t) + \sum_{n=1}^{\infty} \lambda^n \Omega_n(r, t). \quad (23)$$

Подставляя (23) в (22) и используя разложения $e^{\lambda T(r)}$, приходим к рекуррентным интегральным уравнениям типа Вольтерра

$$\Omega_0(r, t) = F(r) + \int_{\tau_0}^t \Omega_0(r, \tau) K(t, \tau) d\tau, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \Omega_n(r, t) = & \int_a^b M(\xi, r) \Omega_{n-1}(\xi, t) d\xi + \int_a^r H(\xi, r) \Omega_{n-1}(\xi, t) d\xi + \\ & + \int_{\tau_0}^t \sum_{k=1}^{n-1} \Omega_k(r, \tau) \frac{T^{n-k}(r)}{(n-k)!} K(t, \tau) d\tau + \int_{\tau_0}^t \Omega_n(r, \tau) K(t, \tau) d\tau \end{aligned} \quad (25)$$

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

Решения этих уравнений будут

$$\Omega_0(r, t) = F(r) \chi_0(t), \quad \chi_0(t) = 1 - E_0 \gamma_0 \varphi(\tau_0) \int_{\tau_0}^t e^{-\gamma \int_{\tau_0}^{\tau} [1 + E_0 \varphi(\tau)] d\tau} d\tau; \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \Omega_n(r, t) = & \int_a^b M(\xi, r) L(\Omega_{n-1}) d\xi + \int_a^r H(\xi, r) L(\Omega_{n-1}) d\xi + \\ & + L \left[\int_{\tau_0}^t \sum_{k=0}^{n-1} \Omega_k(r, \tau) \frac{T^{n-k}(r)}{(n-k)!} K(t, \tau) d\tau \right], \end{aligned} \quad (27)$$

где

$$L(\chi) = \chi(\tau_0) + [\chi'(\tau_0) - E_0 \gamma_0 \varphi(\tau_0) \chi(\tau_0) \int_{\tau_0}^{\tau} e^{-\gamma_0 \int_{\tau_0}^{\tau} [1 + E_0 \varphi(\tau)] d\tau} d\tau +$$

$$+ \int_{\tau_0}^t e^{-\gamma_0 \int_{\tau_0}^{\tau} [1 + E_0 \varphi(\tau_0)] d\tau} d\tau \int_{\tau_0}^{\tau} e^{\gamma_0 \int_{\tau_0}^z [1 + E_0 \varphi(z)] dz} [\chi''(z) + \gamma_0 \chi'(z)] dz. \quad (28)$$

Вводя обозначения

$$F_1(r) = \int_a^b M(\xi, r) F(\xi) d\xi + \int_a^r H(\xi, r) F(\xi) d\xi + F(r) \frac{T(r)}{1!} \quad (29)$$

$$\chi_1(t) = L[\chi_0] \quad (30)$$

из (27) при $n = 1$ будем иметь

$$\Omega_1(r, t) = \chi_1(t) F_1(r) - \Omega_0(t) \frac{T(r)}{1!} \quad (31)$$

или

$$\Omega(r, t) = (1 - \lambda T) \chi_0(t) F(r) + \lambda \chi_1(t) F_1(r) + O(\lambda^2). \quad (32)$$

В случае стареющего бетона $\varphi(t) \approx C_0$ получаем простые формулы

$$\chi_0(t) = 1 - \frac{E_0 C_0}{1 + E_0 C_0} [1 - e^{-\gamma_0(1 + E_0 C_0)(t - \tau_0)}] \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \chi_1(t) = 1 - \frac{E_0 C_0}{1 + E_0 C_0} \left(2 - \frac{E_0 C_0}{1 + E_0 C_0} \right) [1 - e^{-\gamma_0(1 + E_0 C_0)(t - \tau_0)}] - \\ - \frac{\gamma_0 E_0^2 C_0^2}{1 + E_0 C_0} e^{-\gamma_0(1 + E_0 C_0)(t - \tau_0)}. \end{aligned} \quad (34)$$

Определенные интегралы, входящие в (29), вычисляются численным способом.

4°. Доказательство сходимости. Решение уравнения (24) и (25) представим в виде

$$\Omega_0(r, t) = F(r) \left[1 + \int_{\tau_0}^t R(t, \tau) d\tau \right], \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \Omega_n(r, t) = \int_a^b M(\xi, r) \Omega_{n-1}(\xi, t) dt + \int_a^r H(\xi, r) \Omega_{n-1}(\xi, t) d\xi + \\ + \int_{\tau_0}^t \sum_{k=0}^{n-1} \Omega_k(r, \tau) \frac{T^{n-k}}{(n-k)!} K(t, \tau) d\tau + \\ + \int_{\tau_0}^t \left\{ \int_a^b M(\xi, r) \Omega_{n-1}(\xi, \tau) d\xi + \int_a^r H(\xi, r) \Omega_{n-1}(\xi, \tau) d\xi + \right. \end{aligned}$$

$$+ \int_{\tau_0}^{\tau} \sum_{k=0}^{n-1} \Omega_k(r, z) \frac{T^{n-k}}{(n-k)!} K(\tau, z) dz \Big\} R(t, \tau) d\tau, \quad (36)$$

где $R(t, \tau)$ резольвента ⁽⁶⁾ ядра $K(t, \tau)$.

$$h_0 = \max_a \int_a^b \left\{ |M(\xi, r)| + |H(\xi, r)| \right\} d\xi,$$

$$D_0 = \max_{\tau_0} \left\{ 1 + \int_{\tau_0}^{t_0} |R(t_0, \tau)| d\tau \right\},$$

$$F_0 = \max |F(r)|, \quad d_0 = \max_{\tau_0} \int_{\tau_0}^0 |K(t_0, \tau)| d\tau, \quad T_0 = \max |T(r)|$$

$$h = h_0 D_0, \quad D = d_0 D_0, \quad \bar{\Omega}_n = \max_{\tau_0 \leq t_0 < \infty} |\Omega_n(r, t)|$$

Тогда из (35) и (36) следует

$$\bar{\Omega}_0 = F_0 D_0$$

$$\bar{\Omega}_1 = h \bar{\Omega}_0 + D \bar{\Omega}_0 \frac{T_0}{1!}$$

$$\bar{\Omega}_2 = h \bar{\Omega}_1 + D \left(\bar{\Omega}_0 \frac{T_0^2}{2!} + \bar{\Omega}_1 \frac{T_0}{1!} \right)$$

.....

$$\bar{\Omega}_n = h \bar{\Omega}_{n-1} + D \left(\bar{\Omega}_0 \frac{T_0^n}{n!} + \bar{\Omega}_1 \frac{T_0^{n-1}}{(n-1)!} + \dots + \bar{\Omega}_{n-1} \frac{T_0}{1!} \right).$$

Умножая эти равенства, начиная со второй строки на $\lambda, \lambda^2, \dots, \lambda^n$, и сложив, получим

$$\bar{S}_n - \bar{\Omega}_0 < \lambda h \bar{S}_n + D \left(\frac{\lambda T_0}{1!} + \frac{\lambda^2 T_0^2}{2!} + \dots + \frac{\lambda^n T_0^n}{n!} \right) \bar{S}_n,$$

где

$$\bar{S}_n = \bar{\Omega}_0 + \lambda \bar{\Omega}_1 + \dots + \lambda^n \bar{\Omega}_n,$$

а λ , неограничивая общности, принято положительным.

Если $\lambda < \lambda_0$, где λ_0 определяется из трансцендентного уравнения

$$\lambda_0 h + D e^{\lambda_0 T_0} = 1 + D,$$

можем писать

$$\bar{S}_n < \frac{F_0 D_0}{1 - \lambda h - D(e^{\lambda T_0} - 1)}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Отсюда следует, что для значения $\lambda < \lambda_0$ ряд (23) сходится абсолютно и равномерно.

Институт математики и механики
Академии наук Армянской ССР

Բարձր ջերմաստիճանների դեպքում գլանալից խողովակի սուղի մասին

Ուսումնասիրվում է հաստ պատեր ունեցող բետոնե գլանալից երկար խողովակի սուղի խնդիրը բարձր ջերմաստիճանների դեպքում: Քննարկվում է ջերմության բաշխման ստացիոնար դեպքը: Առաձգականության մոդուլը և սուղի չափն ընդունվում են կոնստանտ ջերմաստիճանից հետևյալ կերպ՝

$$E^* = E_0 e^{-\gamma T(r)}, \quad C^* = C(t, \tau) e^{-\mu T(r)},$$

որտեղ E_0 և $C(t, \tau)$ առաձգականության մոդուլն ու սուղի չափն են նորմալ ջերմաստիճանների դեպքում, $T(r)$ ջերմալից ֆունկցիան է (1), իսկ γ և μ փորձից որոշվող պարամետրեր են: Լարունների և դեֆորմացիաների կապն արտահայտվում է (3) և (4) առնչություններով:

Օգտագործելով հավասարակշռության դիֆերենցիալ հավասարումը (6) և վերոհիշյալ կապակցությունները, ստանում ենք շառավղային տեղափոխման (11) համար (8) դիֆերենցիալ հավասարումը, որի աջ մասում պարունակվում է σ_r — անհայտ մեծությունը: Լուծելով այդ հավասարումը համապատասխան եզրային պայմանների դեպքում և ստացված արդյունքը տեղադրելով (3) — (4) կապակցությունների մեջ ու կատարելով մի շարք ձեռնարկային ստանում ենք σ_r -ի և σ_θ -ի նկատմամբ

$$\begin{aligned} \Omega(r, t) = F(r) + \lambda \int_a^b M(\xi, r) \Omega(\xi, t) d\xi + \\ + \lambda \int_a^r H(\xi, r) \Omega(\xi, t) d\xi + \int_{\tau_0}^t N(r, t, \tau) \Omega(r, \tau) d\tau \end{aligned}$$

տիպի ինտեգրալ հավասարումներ, որտեղ $M(\xi, r)$, $H(\xi, r)$ և $N(r, t, \tau)$ կորիզներն են, իսկ $F(r)$ ազատ անդամն է: Այդ ինտեգրալ հավասարման լուծումը փնտրվում է (23) շարքի տեսքով, որի գործակիցների համար ստացվում են ռեկուրենտ հավասարումներ:

Ապացուցվում է շարքի բացարձակ և հավասարաչափ զուգամիտությունը: Որոշվում է զուգամիտության շառավիղը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ А. Н. Комаровский, Строительные материалы для защиты от излучений ядерных реакторов и ускорителей. Атомиздат, 1958.
- ² М. А. Задоян, ДАН АрмССР, т. XXX, № 5 (1960).
- ³ В. И. Муришев, Статья в сб. Исследования по жароупорным бетону и железобетону, ЦНИПС, 1954.
- ⁴ В. А. Харламов, Труды научно-исследов. института бетона и железобетона, вып. 6, М., 1959.
- ⁵ Н. Х. Арутюнян, Некоторые вопросы теории ползучести, Гостехиздат, 1952.
- ⁶ М. А. Задоян, Известия АН АрмССР, т. XI № 1 (1958).

МЕХАНИКА ГРУНТОВ

С. Р. Месчян

Влияние уплотняющей нагрузки на деформативные свойства
 глинистых грунтов при сдвиге

(Представлено академиком АН Армянской ССР Н. Х. Арутюняном 17. III 1960)

В нашей работе (¹), посвященной исследованию деформативных свойств глинистых грунтов, было показано, что для описания процесса деформирования их при сдвиге могут быть использованы уравнения теории упруго-ползучего тела Г. Н. Маслова—Н. Х. Арутюняна (^{2, 3}). В работе был рассмотрен случай, когда все испытанные образцы обладали одинаковыми физико-механическими свойствами (⁴) к началу их испытания.

В силу того, что физико-механические свойства грунтов по тем или иным причинам подвергаются изменениям, учет изменяемости свойств материала является необходимым.

Учитывая то положение (⁵), что сопротивление сдвигу глинистых нецементированных грунтов определяется в основном их плотностью и что при монотонном увеличении уплотняющей нагрузки плотность грунта однозначно определяется величиной нормального напряжения и сопротивление грунта сдвигу определяется напряженным состоянием (применительно к испытанию на сдвиг напряжением P), при исследовании влияния нормального напряжения на деформативные свойства связного грунта при сдвиге, уплотняющая нагрузка P была принята как интегральный показатель состояния материала.

Таким образом, для исследования влияния плотности грунта на его деформативные свойства при сдвиге было необходимо испытать несколько серий образцов при разных значениях уплотняющих нагрузок. При этом состояние (плотность) каждой серии определяется величиной уплотняющей нагрузки P .

Для решения поставленной задачи, нами были исследованы два различных грунта. Причем, из каждого грунта испытывались по шесть серий образцов при трех значениях уплотняющей нагрузки $P = 1, 2$ и 4 кг/см^2 . Как и прежде (¹), в каждой серии испытывались 16 образцов при двух значениях их высоты—35 и 15 мм. Опыты проводились на одноплоскостных срезных приборах Н. Н. Маслова.

Для описания процесса деформирования при сдвиге использованы зависимости теории упруго-ползучего тела Г. Н. Маслова—Н. Х. Арутюняна (^{2, 3}).

В соответствии с указанной теорией, деформации сдвига разбивались на мгновенные и на деформации ползучести:

$$\gamma(t) = \gamma_{\text{мгн.}} + \gamma_{\text{полз.}}(t), \quad (1)$$

где: $\gamma(t)$ — полная деформация сдвига к моменту времени t .

Рассмотрим результаты экспериментального исследования зависимости между напряжениями и мгновенными деформациями.

Для исследования влияния уплотняющей нагрузки на зависимость между напряжениями и мгновенными деформациями были испытаны три серии образцов одного и того же грунта при трех значениях уплотняющей нагрузки. Зависимость между напряжениями и мгновенными деформациями определялась методикой последовательного ступенчатого нагружения образцов-близнецов одинаковыми нагрузками, приложенными через одинаковые интервалы времени (10 минут) с фиксацией величин мгновенных деформаций. Во избежание ошибок, которые обычно проявляются в начале испытаний по тем или иным причинам, начальный участок этой зависимости, который соответствовал напряжению сдвига $q = 0,1 - 0,25 \text{ кг/см}^2$, не рассматривался.

На графиках фиг. 1 приведены результаты экспериментального исследования зависимости между напряжениями и мгновенными деформациями глины (лаб. № 4—57), при трех значениях уплотняющих нагрузок. Данные об основных физических свойствах грунта приведены в табл. 1.

Таблица 1

Лаб. № грунта	Удельный вес в г/см ³	Пределы пластичности		
		Граница текучести	Граница пластичн.	Число пла- стичности
4—57	2,70	41,2	23,2	18,0

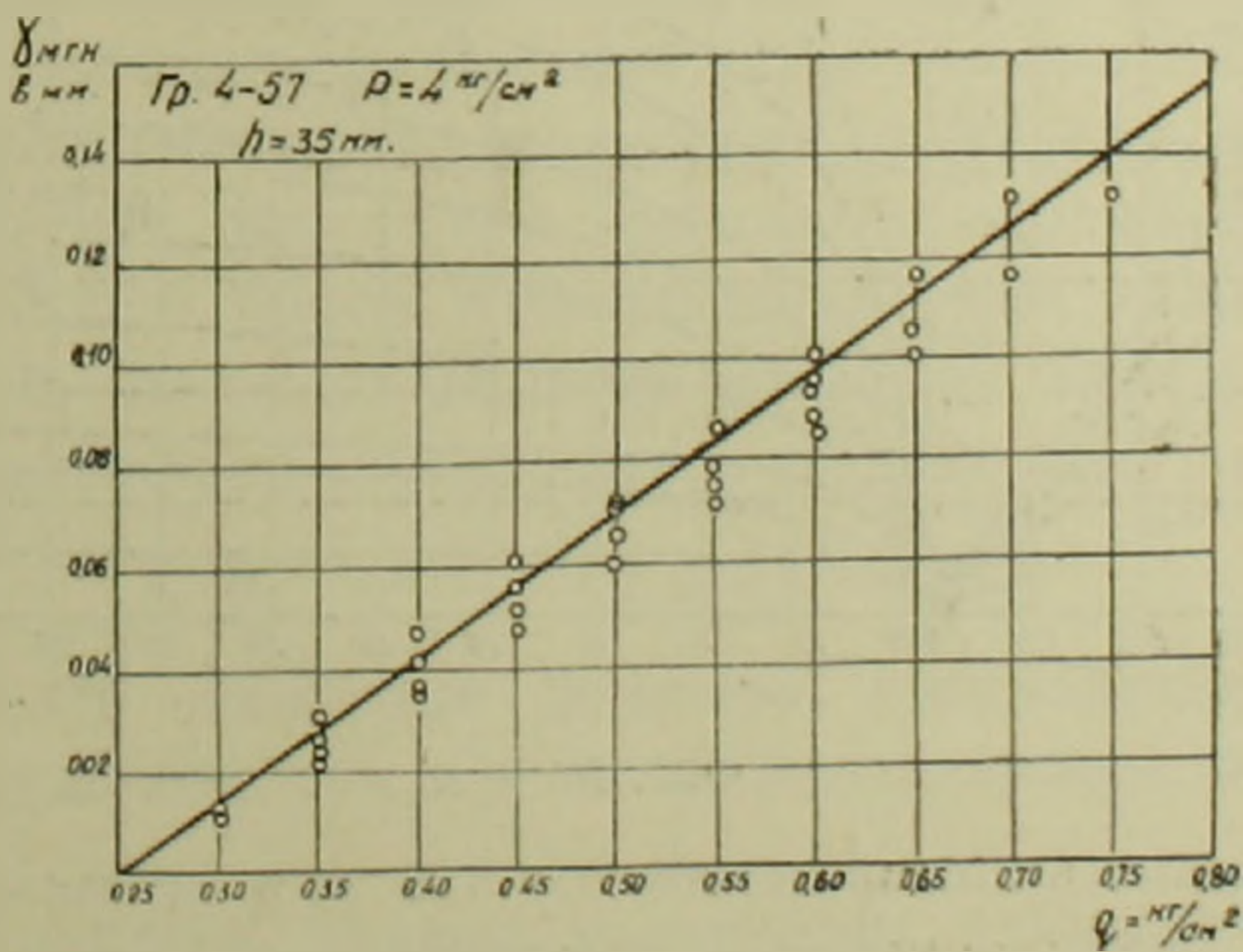
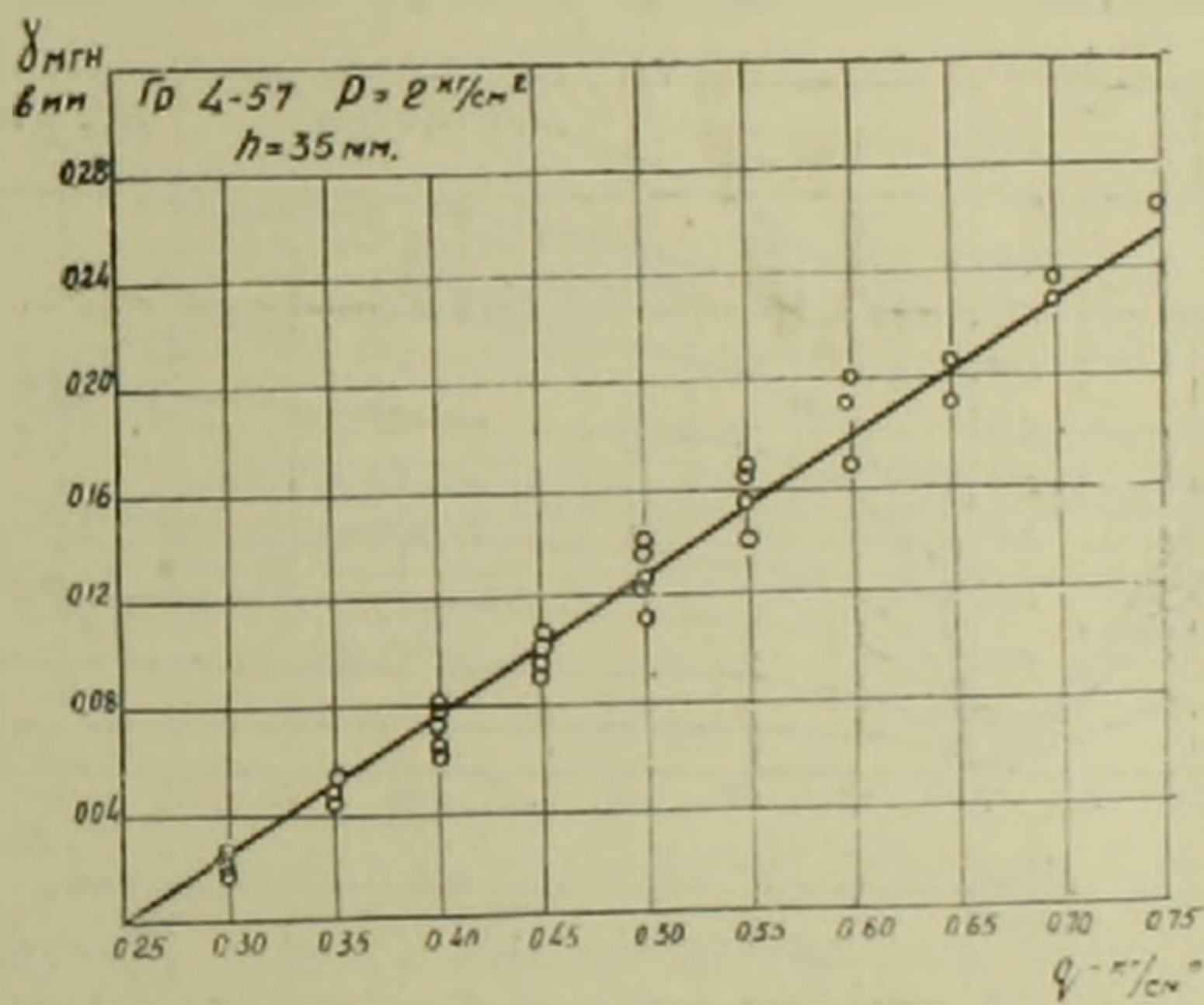
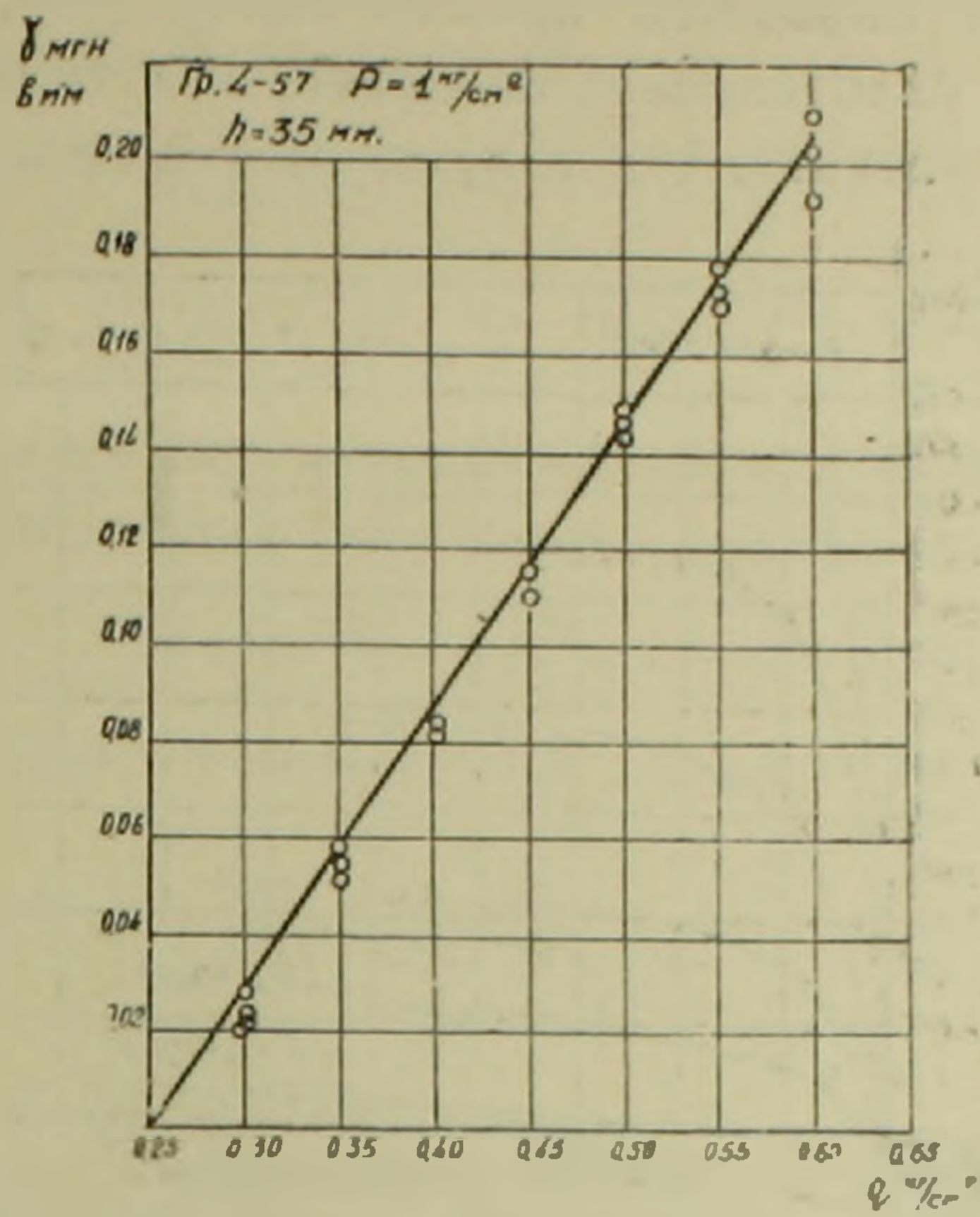
Результаты приведенных экспериментов еще раз подтверждают тот наш вывод ⁽¹⁾, что связь между напряжениями и мгновенными деформациями в рассматриваемых интервалах напряжений и деформаций (2 мм) можно считать линейной независимо от плотности грунта.

Для определения зависимости между напряжениями и деформациями ползучести, как и ранее ⁽¹⁾, мы пользовались методом испытания образцов близнецов ступенчато-приложенными нагрузками. При этом, для определения деформации ползучести для некоторой нагруз-

ки q_n , суммировались приращения деформации $\gamma_{\text{полз.}}(t) = \sum_{i=1}^n \Delta_i \gamma(t)$, со-

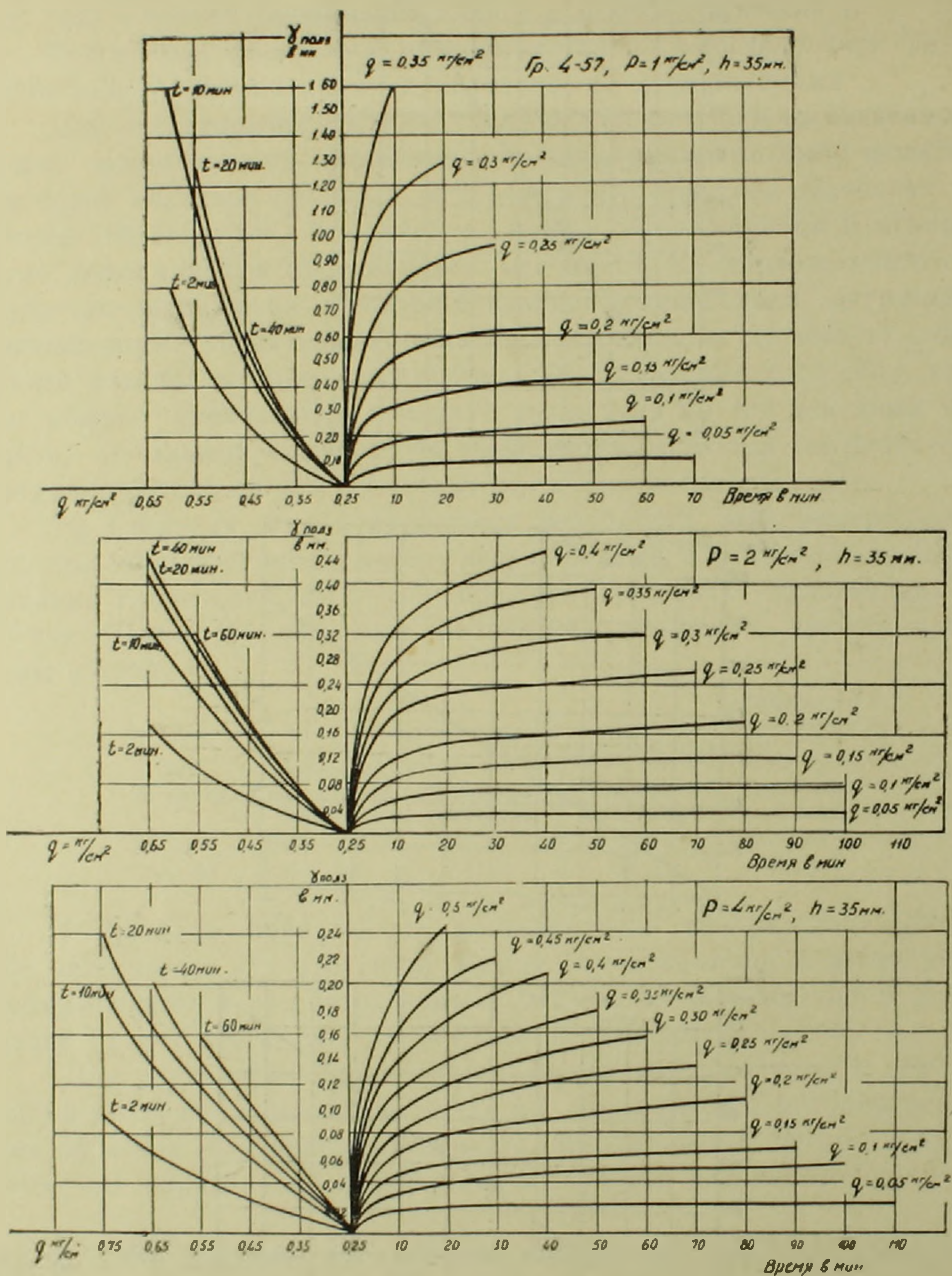
ответствующие приращениям нагрузок $\Delta_i q$.

На правых частях графиков фиг. 2 приведены семейства кривых ползучести, соответствующие трем значениям уплотняющих нагрузок $P = 1, 2$ и 4 кг/см^2 . На левых частях этих же графиков приведены кривые зависимости между напряжениями и деформациями ползучести в зависимости от длительности нагружения t .



Фиг. 1.

Как показывают результаты экспериментов, зависимость между напряжениями и деформациями ползучести зависит как от величины уплотняющей нагрузки P , так и от длительности загрузки. Следовательно, при описании семейства кривых ползучести, определенных при разных значениях уплотняющих нагрузок, необходимо учесть как плотность (состояние) грунта, так и продолжительность загрузки.



Фиг. 2

Следует обратить внимание на то, что при небольших значениях P связь между напряжениями и деформациями ползучести явно нелинейная (за исключением небольшого отрезка в начальном участке

кривой), тогда как с увеличением плотности грунта эта зависимость приближается к линейной.

Учитывая нелинейный характер зависимости между напряжениями и деформациями ползучести, для описания семейств кривых ползучести использовано выражение (2) ⁽³⁾:

$$\gamma_{\text{полз.}}(q, P, t) = \omega(t, P) \cdot F(q), \quad (2)$$

где $\omega(t, P)$ — мера ползучести от нагрузки q при уплотняющей нагрузке P кг/см²; $F(q)$ — функция напряжений, учитывающая нелинейность зависимости между напряжениями и деформациями ползучести.

Для меры ползучести использовано выражение (3) ⁽³⁾:

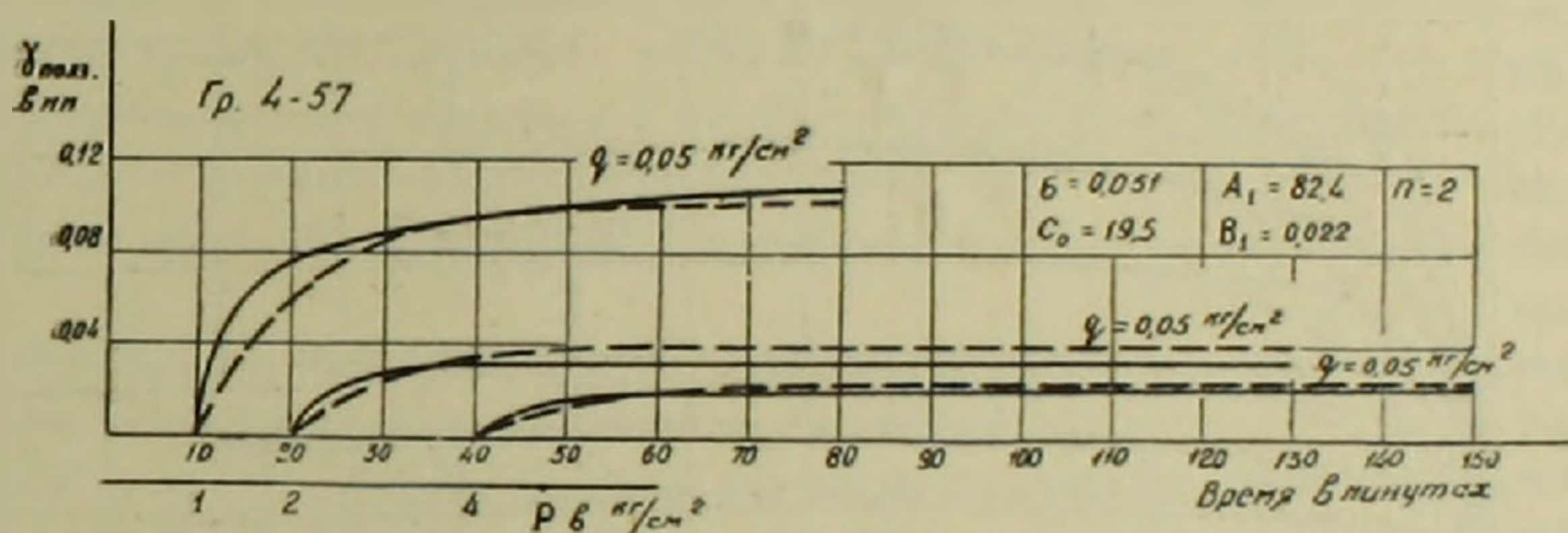
$$\omega(t, P) = \varphi(P) [1 - e^{-\gamma(t-t_0)}], \quad (3)$$

где $\varphi(P)$ — функция, учитывающая изменение свойств материала, γ — параметр

$$\varphi(P) = C_0 + \frac{A_1}{P^n + B_1}, \quad (4)$$

где C_0 , A_1 , B_1 и n параметры.

На графике фиг. 3 приведены кривые ползучести, соответствующие напряжению сдвига $q = 0,05$ кг/см², определенные при трех разных со-



Фиг. 3.

стояниях грунта. На основании семейства кривых (фиг. 3) определены параметры, входящие в выражение меры ползучести (3) и функции (4). На указанном графике пунктирными линиями показаны кривые, построенные на основании выражений (3) и (4) при соответствующем подборе параметров (значения параметров приведены на графике).

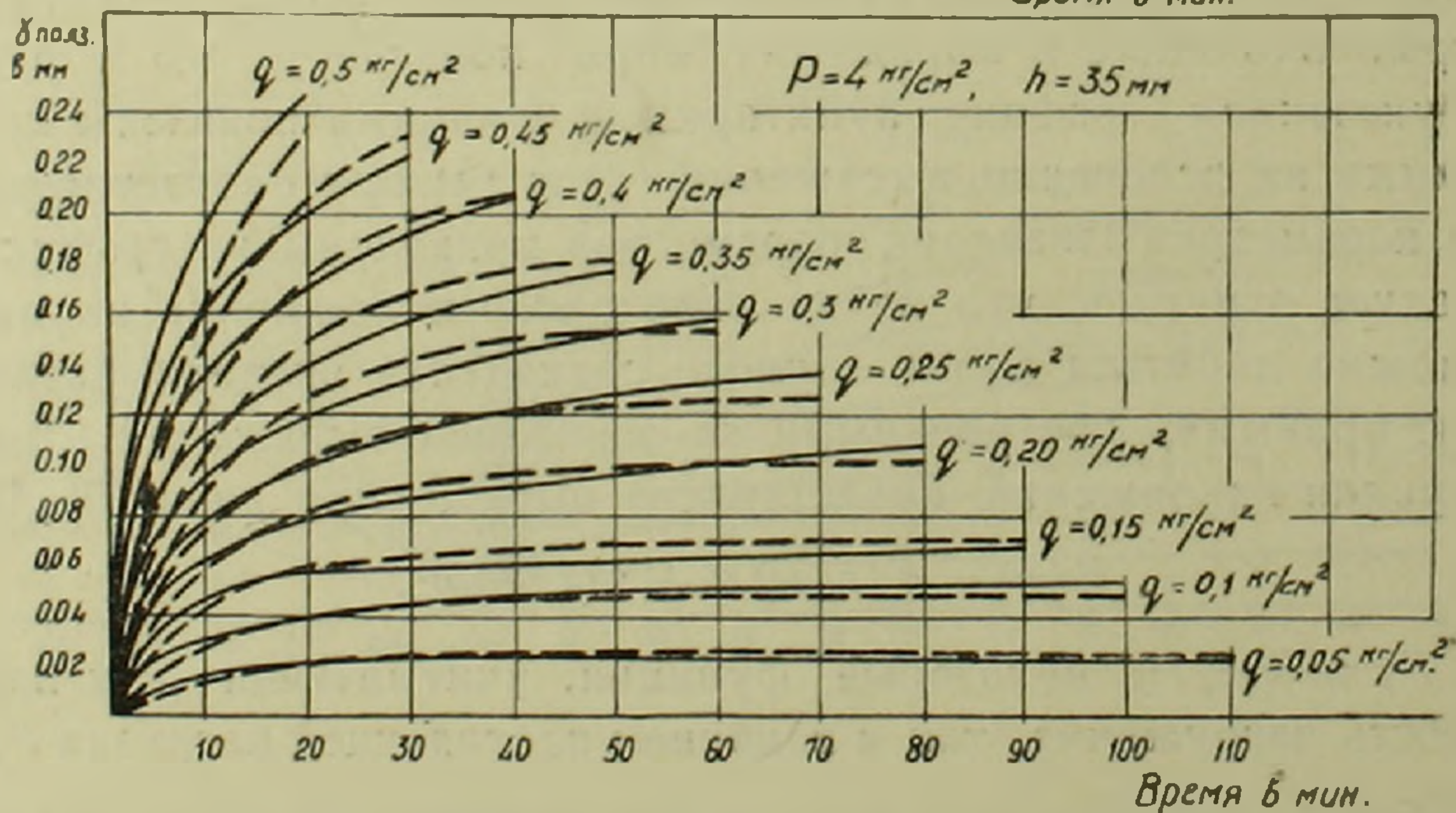
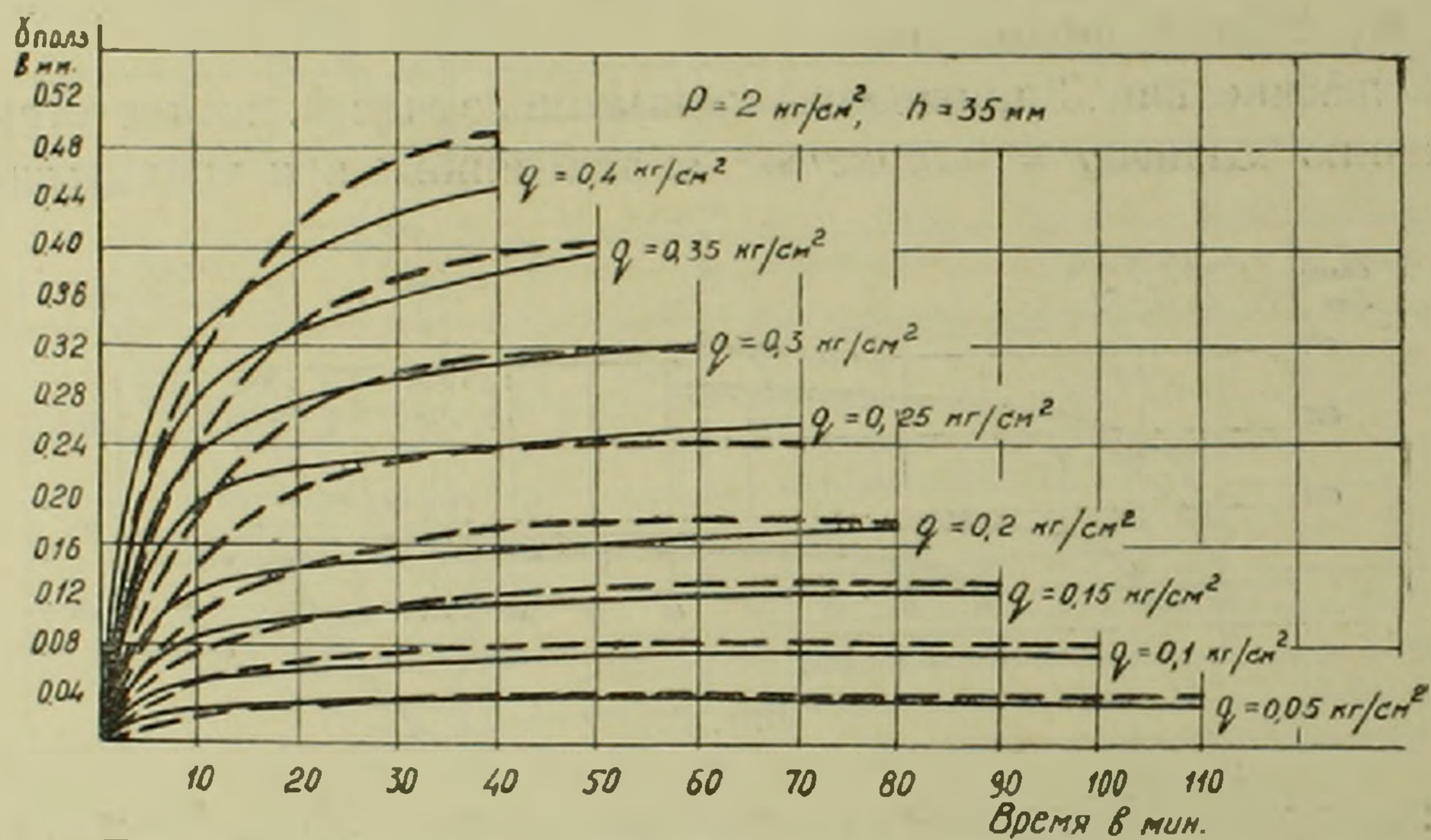
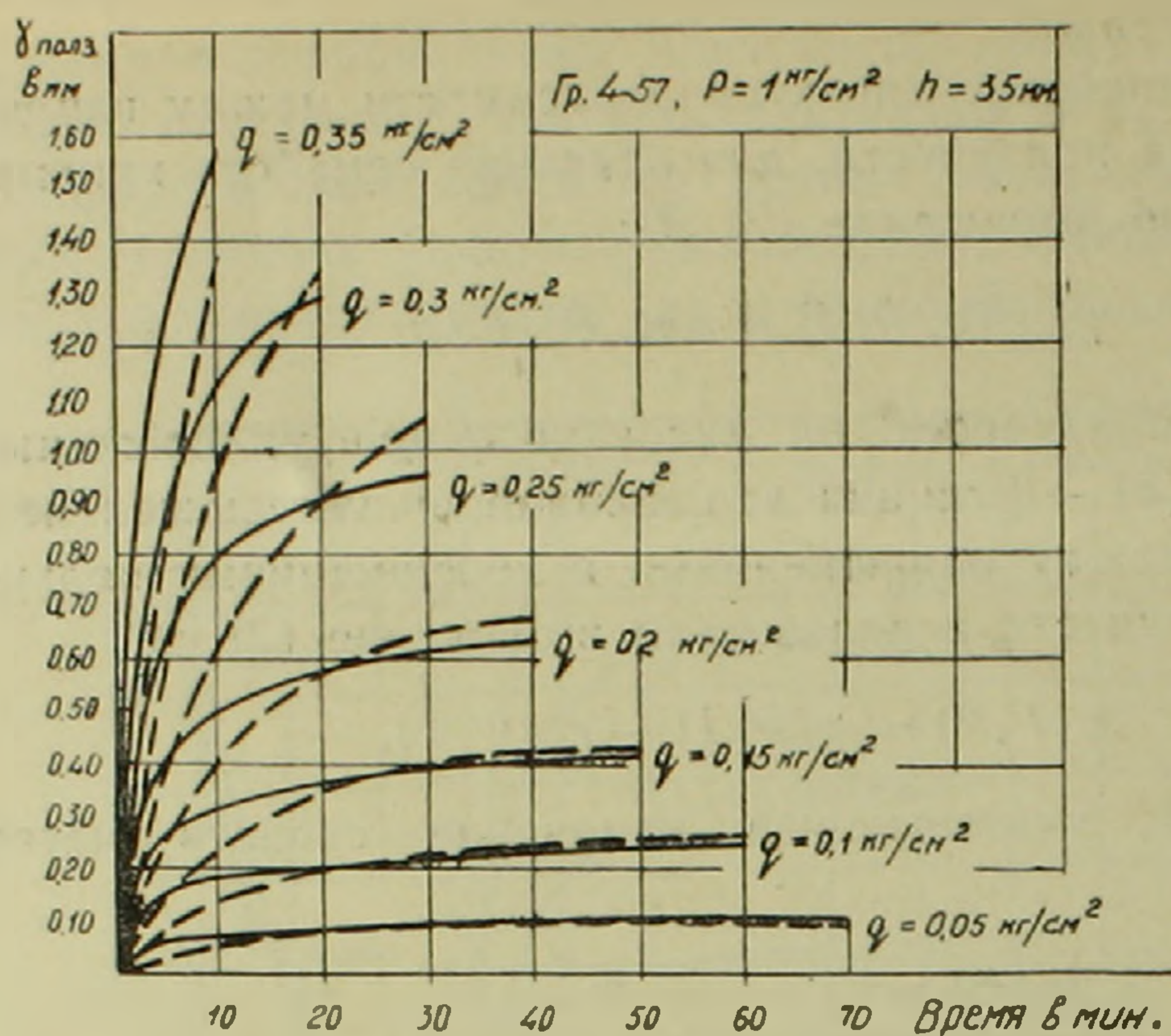
Следует отметить, что путем некоторого осложнения выражения (3) ⁽⁴⁾ можно добиться более точного совпадения экспериментальных кривых с кривыми, построенными на основании выражений (3) и (4).

Функция напряжений представлена выражением вида (5) ⁽⁶⁾:

$$F(q) = \alpha(t, P) q + \beta(t, P) q^n, \quad (5)$$

где $\alpha(t, P)$ и $\beta(t, P)$ некоторые функции, учитывающие как продолжительность загрузения, так и влияние уплотняющей нагрузки P , n — параметр.

Описание семейства кривых ползучести данными выше зависимостями хотя и приводит к наилучшим результатам, но они слож-



Фиг. 4.

ны, поэтому в отдельных случаях, в ущерб точности математической интерпретации, эти зависимости можно несколько упростить. В частности, при описании семейств кривых ползучести, приведенных на фиг. 2, мы несколько упростили выражение (5). В этой зависимости функции $\alpha(t, P)$ и $\beta(t, P)$ заменены функциями $\alpha(P)$ и $\beta(P)$, т. е. пренебрежено влиянием продолжительности нагружения.

На графиках фиг. 4 приведено описание (пунктирные линии) кривых ползучести (сплошные линии), построенные на основании зависимостей (2, 3, 4 и 5) с заменой функции $\alpha(t, P)$ и $\beta(t, P)$ функциями $\alpha(P)$ и $\beta(P)$.

Институт математики и механики
Академии наук Армянской ССР

Ս. Ռ. ՄԵՍԻՅԱՆ

ԽՏԱԳՆՈՎ ԲԵՌԻ ԱՂԳԵԳՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ԿԱՎԱՅԻՆ ԳՐՈՒՆՏՆԵՐԻ ՂԵՖՈՐՄԱՏԻՎ ԽԱՏԼՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ ՍԱԽԻՖԻ ԱՎԱՐՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Հոդվածում բերված է սահքի պայմաններում կավային գրունտների Ղեֆորմատիվ հատկությունների վրա նրա խտության աղդեցության էքսպերիմենտալ ուսումնասիրության արդյունքները:

Հաշվի առնելով այն, որ կավային գրունտների սահքի զիմադրությունը հիմնականում որոշվում է նրանց խտությամբ և մոնոտոն բեռնվածությամբ ժամանակ գրունտի խտությունը միարժեք կերպով որոշվում է նորմալ լարվածության մեծությամբ, ուսումնասիրված է նորմալ P լարման աղդեցությունը հիշյալ գրունտների Ղեֆորմատիվ հատկությունների վրա, ընդունելով խտացնող (նորմալ) P լարումը՝ որպես գրունտի խտության ցուցանիշ:

Ուսումնասիրված են երկու տարբեր կավային գրունտներ՝ երեք հասակների և նրմուշների երկու տարբեր 15 և 35 մմ բարձրությունների Ղեպքում:

Պարզված է, որ՝ 1) անկախ գրունտի խտությունից ակնթարթային Ղեֆորմացիաների և սահքի լարումների միջև եղած կապը զծային է մինչև 2 մմ սահքի Ղեֆորմացիայի սահմաններում: 2) սահքի լարումների և սողքի Ղեֆորմացիաների կապը կախված է ինչպես խտացնող (նորմալ) բեռի մեծությունից, այնպես էլ բեռի ազդման տևողությունից: 3) ինչքան մեծ է խտությունը և խիտ է գրունտը, այնքան սողքի Ղեֆորմացիաների և լարումների միջև եղած կապը մոտենում է զծային օրենքին:

Տարբեր խտություն ունեցող գրունտների սողքի կորերի ընտանիքների նկարագրման համար օգտագործված են սողքի տեսության առնչությունները: Հոդվածում բերված են սողքի կորերի երեք ընտանիքների նկարագրումը մոտավոր եզանակով, առանց հաշվի առնելու Ղեֆորմատիվ հատկությունների վրա բեռի ազդման տևողությունը:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ С. Р. Месчян, ДАН АрмССР, т. XXVIII, № 5 (1959). ² Г. Н. Маслов, Изв. ВНИИГ, т. 28, 1940. ³ Н. Х. Арутюнян, Некоторые вопросы теории ползучести, Изд. технико-теоретической лит-ры, М.—Л., 1952. ⁴ С. Р. Месчян, Изв. АН АрмССР (серия физ.-мат. наук), т. XI, № 4 (1958). ⁵ В. А. Флорин, Основы механики грунтов, т. 1, Гос. Изд-во лит-ры по ст-ву, арх-ре и стройматериалам, Л.—М., 1959. ⁶ П. И. Васильев, Автореферат дисс., Л., 1951.

ФИЗИКА

Г. М. Гарибян и И. И. Гольдман

Излучение частицы в слоистой среде

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. И. Алиханяном 17. VI 1960)

В предыдущих работах ^(1,2) (см. также ^(3,4)) были определены поля излучения, возникающие при пролете заряженной частицы через одну или произвольное число пластин вещества, расположенных в вакууме, и была исследована оптическая часть спектра поля, как вносящая основной вклад в излучение. Однако, когда впоследствии было выяснено ⁽⁵⁾, что в спектре излучения, испускаемого крайне-релятивистской частицей по направлению своего движения, играют основную роль частоты большие оптических, стала ясной необходимость ⁽⁵⁾ провести заново в этих случаях анализ поля излучения, испускаемого вперед. В настоящей работе получены формулы для спектрального распределения интенсивности излучения, испускаемого заряженной частицей вперед при пролете через пластинку или слоистую среду для того случая, когда $\varepsilon(\omega) \sim 1$.

1. Если частица проходит m слоев вещества (толщина каждого слоя a), расположенных в вакууме и находящихся друг от друга на расстоянии b , то фурье-компонента поля излучения в пространстве после слоистой среды согласно ⁽²⁾ равна:

$$\vec{E}_{m,l}(\vec{k}) = -\frac{e i \vec{r}}{2\pi^2 G} \left\{ (e^{i\lambda_0 b} C + e^{-i k_z b} D) \left(\frac{q_1^{m+1} - e^{i\varphi(m+1)}}{q_1 - e^{-i\varphi}} - \frac{q_2^{m+1} - e^{-i\varphi(m+1)}}{q_2 - e^{-i\varphi}} \right) - e^{i\lambda_0 b} C (q_1^m - q_2^m) \right\} e^{-i(\lambda_0 - k_z) l m} \quad (1)$$

(мы используем обозначения, принятые в работах ^(1,2), $\varphi = \frac{\omega}{v} l$, $l = a + b$).

Вычислим теперь количество электромагнитной энергии, связанной с полем (1), которое пройдет за все время пролета частицы через плоскость $z = \text{const.}$:

$$S_{mz} = -\frac{2\pi^2}{v} \int \frac{\omega}{\lambda_0} E_{m,l}(\vec{k}) E_{m,l}(-\vec{k}) d\vec{k}. \quad (2)$$

Величины $q_{1,2}$ удобно представить в виде

$$q_{1,2} = e^{\pm i\psi} \quad (3)$$

$$\cos \psi = \cos(\lambda a + \lambda_0 b) - 2\Lambda_1 \sin \lambda a \sin \lambda_0 b \quad (\omega > 0), \quad (4)$$

где $\Lambda_1 = (\varepsilon \lambda_0 - \lambda)^2 / 4\varepsilon \lambda \lambda_0$. Очевидно, что только в том случае, когда правая часть формулы (4) по модулю меньше или равна единице, угол ψ будет действительным, в противном случае ψ — чисто мнимо. Для $\omega < 0$ надо изменить знак перед ψ в равенстве (4).

Упростим теперь формулы, полагая $\varepsilon(\omega) \sim 1$ и $\frac{v}{c} = \beta \sim 1$. Тогда, отбрасывая члены, пропорциональные $(\varepsilon - 1)^4$, будем иметь:

$$S'_m = \frac{2e^2}{\pi c} \int \sin^3 \vartheta d\vartheta \left(\frac{1}{1 - \beta \cos \vartheta} - \frac{1}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}} \right)^2 \times \\ \times \sin \left[(k_z - \lambda) \frac{a}{2} \right] \frac{\sin^2 \left[\frac{\varphi - \psi}{2} m \right]}{\sin^2 \frac{\varphi - \psi}{2}} d\omega, \quad (5)$$

$= \lambda a + \lambda_0 b$). Проанализируем полученную формулу.

2. Рассмотрим сначала случай одной пластинки ($m = 1$). При $\varepsilon(\omega) \lesssim 1$ и

$$\frac{\omega}{2\pi v} (1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}) \frac{a}{2} \gg 1, \quad (6)$$

т. е. при толщине пластинки много большей зоны формирования переходного излучения, получим, усреднив по небольшому интервалу частот:

$$S'_{1z} = \frac{e^2}{\pi c} \int \sin^3 \vartheta d\vartheta \left(\frac{1}{1 - \beta \cos \vartheta} - \frac{1}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}} \right)^2 d\omega. \quad (7)$$

Мы видим, что в этом случае излучение просто равно удвоенному переходному излучению на одной границе раздела среда—вакуум.

Если выполняется условие, обратное (6), т. е.

$$(k_z - \lambda) \frac{a}{2} \ll 1, \quad (8)$$

то значение синуса в формуле (5) можно заменить на его аргумент* и в результате, проинтегрировав по углам, получим**:

$$S'_{1z} = \frac{e^2 a^2 \omega^2}{4\pi c^3} \int \frac{d\omega}{\omega^2} \ln \frac{1}{(1 - \beta) \left(1 + \frac{a}{\lambda'} \right)}. \quad (9)$$

* Откуда очевидно, что это излучение значительно меньше переходного излучения (7).

** Под λ' мы понимаем длину волны излучения, деленную на 2π .

Отметим, что формула (9) имеет место для частот, находящихся в интервале $\frac{a\varepsilon}{4c} < \omega < \frac{2c}{a(1-\beta)}$.

При $\varepsilon \geq 1$ выделим черенковское излучение, как то излучение, при котором $1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta} = 0$. Угол ϑ , определяемый этим равенством, соответствует преломленному черенковскому углу⁽⁶⁾. Тогда, отбрасывая в круглых скобках формулы (5) первый член как малый, заметим, что при $\frac{\omega}{v} a \gg 1$

$$\left(\frac{\sin(k_z - \lambda) \frac{a}{2}}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}} \right)^2 = \frac{\pi a \omega}{2v \sqrt{\beta^2 \varepsilon - 1}} \delta \left(\vartheta - \arcsin \sqrt{\varepsilon - \frac{1}{\beta^2}} \right). \quad (10)$$

Проинтегрировав по углу, получим при $\beta^2 \varepsilon(\omega) > 1$:

$$S'_{1z}(\text{чер.}) = a \frac{e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)} \right) \omega d\omega, \quad (11)$$

т. е. имеем обычное черенковское излучение, испущенное на длине пути a .

Если условие $\frac{\omega}{v} a \gg 1$ не выполняется, то излучение будет мало и пропорционально a^2 .

3. Рассмотрим теперь случай большого числа пластин. Отметим, что при $m \rightarrow \infty$ формула (5) примет вид:

$$S'_{mz} = \frac{4e^2}{c} m \sum_n \int \sin^3 \vartheta d\vartheta \left(\frac{1}{1 - \beta \cos \vartheta} - \frac{1}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}} \right)^2 \times \\ \times \sin^2 \left[(k_z - \lambda) \frac{a}{2} \right] \delta(\varphi - \psi - 2\pi n) d\omega, \quad (12)$$

где n — любое целое число.

При $\varepsilon \geq 1$ выделим обычное черенковское излучение. Для этого, считая снова $a \gg \lambda'$, получим δ -функцию (10). Имея это в виду, нетрудно получить, что

$$\delta(\varphi - \psi - 2\pi n) = \frac{v \delta \left(\omega_n - \frac{2\pi n v}{b(1 - \sqrt{1 + \beta^2(1 - \varepsilon)})} \right)}{b(1 - \sqrt{1 + \beta^2(1 - \varepsilon)})}.$$

Интегрируя по углу при $\beta^2 \varepsilon(\omega) > 1$, получим

$$S'_{mz}(\text{чер.}) = m a \sum_n \frac{e^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)} \right) \omega_n \frac{2\pi v}{b(1 - \sqrt{1 + \beta^2(1 - \varepsilon)})}, \quad (13)$$

где n — целое положительное число. Таким образом, черенковское излучение, испущенное в слоистой среде, состоит из ряда линий. В том случае, когда эти линии близко расположены друг относительно друга

$\left(\frac{2\pi v}{b(1 - \sqrt{1 + \beta^2(1 - \varepsilon)})} \ll V \sigma^- \right)$, что имеет место при больших b , сум-
му в формуле (13) можно заменить на интеграл:

$$S'_{mz}(\text{чер.}) = ma \int_{\beta^2 \varepsilon(\omega) > 1} \frac{e^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)} \right) \omega d\omega. \quad (14)$$

При $b \rightarrow 0$ необходимо вернуться к формуле (12), из которой в этом случае получается формула (11) с a замененным на ma .

В случае слоистой среды, в отличие от одной пластинки, черенковское излучение может быть испущено и в том случае, когда условие $a \gg \lambda'$ не выполнено.

Для этого заметим, что

$$\delta(\varphi - \psi - 2\pi n) = \frac{c}{\omega l} \delta \left[\cos \vartheta_n - \left(\left(\frac{1}{\beta} - \frac{2\pi n c}{\omega l} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{a}{2l} \frac{1 - \varepsilon}{\frac{1}{\beta} - \frac{2\pi n c}{\omega l}} \right) \right], \quad (15)$$

причем $\left(\frac{1}{\beta} - \frac{2\pi n c}{\omega l} \right)^2 \gg \frac{2a}{l} (1 - \varepsilon)$ и угол ϑ может быть мал только при $\left(\frac{1}{\beta} - \frac{2\pi n c}{\omega l} \right) > 0$.

При $n = 0$ имеем $\cos \vartheta_0 = \frac{1}{\beta} - \frac{a}{2l} \beta (\varepsilon - 1)$. При $\beta \sim 1$ последняя формула может быть записана как $\cos \vartheta_0 = \frac{1}{\beta \sqrt{\varepsilon_{\text{эф.}}}}$, где $\varepsilon_{\text{эф.}} = \frac{1}{l} (b + a\varepsilon(\omega))$. Проинтегрировав формулу (12) при $n = 0$ и предполагая $\lambda' \gg l$, получим при $\beta^2 \varepsilon_{\text{эф.}} > 1$:

$$S'_{mz}(\text{чер.}) = \frac{e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon_{\text{эф.}}} \right) \omega d\omega \cdot ml, \quad (16)$$

т. е. в этом случае имеет место параметрический эффект Черенкова, впервые установленный Фейнбергом и Хижняком (3).

Пусть теперь $n \neq 0$. Из условия, что $\cos \vartheta_n = \frac{1}{\beta} - \frac{2\pi n c}{\omega l} + \frac{a}{2l} (1 - \varepsilon) \lesssim 1$, следует, полагая $\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\sigma}{\omega^2}$, что $\cos \vartheta_n \sim 1$ в интервале частот:

$$\frac{a\sigma}{4\pi n c} < \omega < \frac{4\pi n c}{l(1 - \beta^2)}. \quad (17)$$

причем положительное целое число $n > n_{\min.} = \frac{\sqrt{a/\varepsilon (1 - \beta^2)}}{2\pi c}$ для обеих частей неравенства, тогда как для левой части кроме того $n < n_{\max.} = \frac{a\sqrt{\sigma}}{4\pi c}$. Условия (17), записанные относительно a и l , имеют вид

$$a < \frac{4\pi\lambda' n}{\sigma/\omega^2}, \quad l < \frac{4\pi\lambda' n}{1 - \beta^2}. \quad (18)$$

Напишем также условия независимого образования переходных излучений на каждой границе для существенных частот переходного излучения ($\omega < \sqrt{\sigma}/\sqrt{1 - \beta^2}$):

$$a \gg \frac{4\pi\lambda'}{\sigma/\omega^2}, \quad l \gg \frac{4\pi\lambda'}{1 - \beta^2}. \quad (19)$$

Если мы теперь потребуем кроме выполнения условий (18) также выполнения условий (19), то из (18) будет следовать, что суммирование в формуле (12) производится по большим n . Тогда мы можем заменить суммирование по n интегрированием по углу ϑ . Очевидно также, что мы можем считать $\cos\vartheta_n$ изменяющимся непрерывно, если при изменении n на единицу угол ϑ_n меняется на величину много меньшую существенного значения ϑ , т. е. если

$$\frac{2\pi\lambda'}{l} \ll \vartheta_{\text{сущ.}}^2,$$

откуда

$$l \gg \frac{2\pi\lambda'}{\vartheta_{\text{сущ.}}^2}. \quad (20)$$

Таким образом, при этих условиях формула (12) примет вид:

$$S'_{mz} = m \frac{2e^2}{\pi c} \int \sin^3 \vartheta d\vartheta \left(\frac{1}{1 - \beta \cos \vartheta} - \frac{1}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}} \right)^2 \times \\ \times \ln^2 \left| \frac{\omega}{c} \frac{a}{2} (1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}) \right| d\omega.$$

Так как, согласно (19), аргумент под знаком квадрата синуса велик, то целесообразно произвести усреднение по небольшому интервалу частот и в результате получим

$$S'_{mz} = m \frac{e^2}{\pi c} \int \sin^3 \vartheta d\vartheta \left(\frac{1}{1 - \beta \cos \vartheta} - \frac{1}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}} \right)^2 d\omega, \quad (21)$$

т. е. имеем обычную формулу для переходного излучения на одной пластинке, помноженную на число пластин. Из последней формулы видно, что $\vartheta_{\text{сущ.}}^2 \sim 1 - \beta^2$, откуда видно, что условие (20) совпадает со вторым условием (19).

Пусть теперь условия (19) не удовлетворяются и, если $\frac{\sqrt{al\gamma(1-\beta^2)}}{2\pi c} < 1$, то суммирование по n в формуле (12) начинается с $n = 1$. Тогда (12) примет вид:

$$S'_{mz} = m \frac{e^2 \gamma^2 l^2}{4\pi^3 c^3} \int \frac{d\omega}{\omega^2} \sum_{n=1} \times \\ \times \frac{\left(1 - \frac{a\gamma}{4\pi c \omega n} - \frac{(1-\beta^2) l \omega}{4\pi n c}\right) \sin^2 \left[\pi \frac{na}{l} \left(1 + \frac{\gamma(l-a)}{4\pi c \omega n}\right) \right]}{n^3 \left(1 - \frac{a\gamma}{4\pi c \omega n}\right)^2 \left(1 + \frac{(l-a)\gamma}{4\pi c \omega n}\right)^2}. \quad (22)$$

На краях частотного интервала, определяемого неравенством (17), излучение исчезает. Ввиду квадратично падающего характера спектра все излучение сосредоточено около нижней границы частотного интервала.

Для частот, удовлетворяющих (17), но с усиленными знаками неравенств формула (22) упрощается:

$$S'_{mz} = m \frac{e^2 \gamma^2 l^2}{4\pi^3 c^3} \int \frac{d\omega}{\omega^2} \sum_{n=1} \frac{\sin^2 \left(\pi \frac{na}{l} \right)}{n^3}. \quad (23)$$

Очевидно, что в обеих последних формулах основную роль играет гармоника $n = 1$.

Представляет интерес сравнить формулу (22) или (23) с формулой (9) для излучения на одной пластинке. Обе формулы выведены в предположении, что толщины пластинок (и расстояния между ними) меньше зоны формирования переходного излучения. Как уже отмечалось при выводе формулы (9), выполнение таких условий приводит к значительному снижению интенсивности излучения. Из формул (22) и (23) видно, с другой стороны, что по порядку величины наличие большого числа пластин приводит к тому, что излучение с одной пластинки уменьшается в $\ln \frac{1}{(1-\beta) \left(1 + \frac{a}{\lambda'}\right)}$ раз и спектр из-

лучения находится в интервалах частот, задаваемых неравенством (17).

Формула типа (22), (23) была получена также Тер-Микаеляном⁽⁷⁾, Аматауни и Корхмазяном⁽⁸⁾ и рассмотревшими излучение заряженной частицы, пролетающей через бесконечную среду с периодическим распределением плотности.

Авторы благодарны А. Ц. Аматауни и Н. А. Корхмазяну за интересные дискуссии.

Физический институт
Академии наук Армянской ССР

Մասնիկի ճառագայթումը ճեռավոր միջավայրում

Հետազոտված է էլեկտրամագնիսական ճառագայթումը, որը առաքում է լիցքավորված մասնիկը, երբ նա անցնում է մեկ կամ ավելի նյութի դուգահեռ շերտերով, որոնք իրարից բաժանված են վաղուումով: Անթադրվում է, որ մասնիկը ռելյատիվիստիկական է, նյութի դիէլեկտրիկ հաստատունը մոտ է մեկի և ուսումնասիրված է միայն շարժման ուղղությամբ առաքված ճառագայթումը:

Մի շերտի դեպքում, ստացված են բանաձևեր մասնիկի շերենկոյյան և անցման ճառագայթման համար: Փոխված են անցման ճառագայթման դոպացման լավագույն պայմանները: Շատ թվով շերտերի դեպքում ստացված են բանաձևեր սովորական շերենկոյյան ճառագայթման, շերենկոյյան պարամետրիկ էֆեկտի և անցման ճառագայթման համար: Համեմատված են այդ ճառագայթումների ինտենսիվությունները և նրանց բնորոշ դժերի զգայնություն կախումը մասնիկի էներգիայից:

ЛИТЕРАТУРА — ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Г. М. Гарибян, Г. М. Чаликян, ЖЭТФ 35, 1282 (1958); Изв. АН АрмССР, 12, № 3 (1959). ² Г. М. Гарибян, ЖЭТФ 35, 1435 (1958). ³ Я. Б. Фейнберг, Н. А. Хижняк, ЖЭТФ 33, 883, (1957). ⁴ В. Е. Пафонов, ЖЭТФ 33, 1074, (1957). ⁵ Г. М. Гарибян, ЖЭТФ 37, 527, (1959). ⁶ Г. М. Гарибян, ЖЭТФ 33, 1403, (1957). ⁷ М. Л. Тер-Микаелян, ДАН СССР, т. 134, 318, 1960. ⁸ А. Ц. Аматауни, Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, 13, № 5, (1960).

П. А. Безирганян

Динамическая теория интерференции рентгеновских лучей для конечного кристалла

(Представлено академиком В. А. Амбарцумяном 7. IX 1960)

В статье ⁽¹⁾ мы рассчитали интенсивность волн, отраженных от ограниченного кристалла в случае отсутствия поглощения. Теперь мы рассмотрим случай поглощающего кристалла.

Как известно, в случае поглощающего кристалла функция атомного рассеяния f , а, следовательно, и коэффициент преломления станут комплексными:

$$f = f' + if'', \quad n = n' + in''.$$

В этом случае для вещественной и мнимой частей амплитуды волны, отраженной от плоскости кристалла, совпадающей с плоскостью XOY [см. ⁽¹⁾], получим

$$\left. \begin{aligned} G'_0 &= D [f' (2\theta, k) (a_1 b_1 - a_2 b_2) + f'' (2\theta, k) (a_1 b_2 + a_2 b_1)] \\ G''_0 &= D [f'' (2\theta, k) (a_1 b_1 - a_2 b_2) - f' (2\theta, k) (a_1 b_2 + a_2 b_1)] \\ \Sigma'_0 &= D [f' (0, k) (a_1 b_1 - a_2 b_2) + f'' (0, k) (a_1 b_2 + a_2 b_1)] \\ \Sigma''_0 &= D [f'' (0, k) (a_1 b_1 - a_2 b_2) - f' (0, k) (a_1 b_2 + a_2 b_1)] \\ G_0 &= G'_0 + iG''_0 \quad \text{и} \quad \Sigma_0 = \Sigma'_0 + i\Sigma''_0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь D , a_1 , b_1 , a_2 и b_2 имеют прежние значения ⁽¹⁾.

G_0 — амплитуда волны, отраженной в направлении 2θ ,

Σ_0 — амплитуда волны, отраженной в направлении падающей волны.

Вещественную и мнимую части функции атомного рассеяния можно определить следующим образом. Ясно, что эти вещественная и мнимая части не зависят от размеров отражающего кристалла, так как комплексность функции рассеяния зависит только от собственных частот рассеивающих электронов и от частоты падающей (первичной) волны. Если собственные частоты рассеивающих электронов (диполей) намного больше или намного меньше частоты падающей волны, то функция атомного рассеяния вещественная, а если эти частоты сравнимы, то функция атомного рассеяния станет комплексной.

В теории Дарвина при определении коэффициента преломления учитывается взаимодействие только между падающей и в ее направлении однократно отраженной волнами. Следовательно, коэффициент преломления, определяемый теорией Дарвина, не зависит существенным образом от расположения узлов в кристаллической структуре. Пока не выполняются условия отражения и не возникает диффрактированный пучок, показатель преломления кристалла будет равен показателю преломления для аморфного вещества того же состава и той же плотности ⁽²⁾.

С другой стороны, для коэффициента преломления аморфного тела по классической теории получается следующее выражение ⁽³⁾:

$$n = 2\delta - i2\beta,$$

где

$$\delta = \sum_q \delta_q = - \sum_q \frac{2\pi n_q e^2 m c^2 (K_q^2 - K^2)}{m^2 c^4 (K_q^2 - K^2)^2 + 4e^4 K^6/9} \quad (2)$$

$$\beta = \sum_q \beta_q = \sum_q \frac{4\pi n_q e^4 K^3}{3 \{m^2 c^4 (K_q^2 - K^2)^2 + 4e^4 K^6/9\}},$$

где n_q — число электронов с собственной частотой ν_q . В случае рентгеновских лучей ν_q и K_q может относиться к границам поглощения K , L , M и т. д. Необходимо отметить, что, как это следует из вышесказанного, как в теории Дарвина, так и в электронной теории, коэффициент преломления определяется для аморфной бесконечной среды. Следовательно, мы можем сопоставить выражения коэффициента преломления, полученные в этих двух теориях и определить мнимые и действительные части функции рассеяния.

Действительно, теория Дарвина дает:

$$n = 1 - \frac{2\pi n e^2}{m \omega^2} f(0, k) = 1 - \frac{2\pi n e^2}{m \omega^2} f'(0, k) - i \frac{2\pi n e^2}{m \omega^2} f''(0, k), \quad (3)$$

из (2) и (3) получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\lambda^2 n e^2}{4\pi m c^2} f'(0, k) &= - \sum \frac{2\pi n_q e^2 m c^2 (K_q^2 - K^2)}{m^2 c^4 (K_q^2 - K^2)^2 + 4e^4 K^6/9} \\ \frac{\lambda^2 n e^2}{4\pi m c^2} f''(0, k) &= \sum \frac{4\pi n_q e^4 K^3}{3 \{m^2 c^4 (K_q^2 - K^2)^2 + 4e^4 K^6/9\}} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где n — число атомов на единицу объема.

Таким образом, с помощью (1) и (4) можем определить Σ'_0 и Σ''_0 . Для определения G'_0 и G''_0 с помощью (1) составим следующие отношения:

$$\frac{G_0'}{\Sigma_0'} = \frac{f'(2\theta, k) \left[1 + \frac{f''(2\theta, k)(a_1 b_2 + a_2 b_1)}{f'(2\theta, k)(a_1 b_1 - a_2 b_2)} \right]}{f'(0, k) \left[1 + \frac{f''(0, k)(a_1 b_2 + a_2 b_1)}{f'(0, k)(a_1 b_1 - a_2 b_2)} \right]}, \quad (5)$$

где $\frac{f''(2\theta, k)}{f'(2\theta, k)}$ и $\frac{f''(0, k)}{f'(0, k)}$ тангенсы угла изменения фазы излучения соответственно в направлениях падающей и отраженной под углом 2θ волн. Предполагая, как это делает Джеймс, что это изменение фазы одинаково для всех углов рассеяния для данной электронной группы, из (5) получим:

$$G_0' = \frac{f'(2\theta, k)}{f'(0, k)} \Sigma_0' \quad (6)$$

Точно таким же образом получим:

$$G_0'' = \frac{f''(2\theta, k)}{f''(0, k)} \Sigma_0'' \quad (7)$$

Далее, согласно нашему предположению, получим:

$$\frac{f''(2\theta, k)}{f'(2\theta, k)} = \frac{f''(0, k)}{f'(0, k)}$$

или

$$\frac{f''(2\theta, k)}{f''(0, k)} = \frac{f'(2\theta, k)}{f'(0, k)} = \frac{f(2\theta, k)}{f(0, k)} \quad (8)$$

Повторяя соответствующие выкладки, сделанные в (1) для интенсивности волны, отраженной от ограниченного кристалла, как и в первом случае, получим:

$$\left| \frac{S}{T} \right|^2 = \frac{|G_0'|^2 + |G_0''|^2}{U + W + V}, \quad (9)$$

где

$$U = |dk(\theta - \theta_0) \cos \theta_0 - \Sigma_0'|^2 + |\Sigma_0'|^2, \quad (10)$$

$$W = V \sqrt{2\Sigma_0' |dk(\theta - \theta_0) \cos \theta_0 - \Sigma_0'| + 2G_0' G_0''} + L$$

$$L = V \sqrt{(|dk(\theta - \theta_0) \cos \theta_0 - \Sigma_0'|^2 + |G_0'|^2 - |G_0''|^2 - |\Sigma_0'|^2)}, \quad (11)$$

$$V = 2 \sqrt{UW} \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (12)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\Sigma_0'}{dk(\theta - \theta_0) \cos \theta_0 - \Sigma_0'}, \quad (13)$$

$$\operatorname{tg} 2\varphi_2 = \frac{2\Sigma_0' |dk(\theta - \theta_0) \cos \theta_0 - \Sigma_0'| + 2G_0' G_0''}{|dk(\theta - \theta_0) \cos \theta_0 - \Sigma_0'|^2 + |G_0'|^2 - |G_0''|^2 - |\Sigma_0'|^2}. \quad (14)$$

Для сравнения с результатами, полученными по методу Прииса (4)

для поглощающего кристалла, вычислим интенсивность в дифракционном максимуме при отражении рентгеновских лучей $M_0K\alpha_1$ снова от кристалла кальцита.

В случае кальцита δ и β можно подсчитать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \delta &= 2\delta_{Ca} + 2\delta_C + 6\delta_0 \\ \beta &= 2\beta_{Ca} + 2\beta_C + 6\beta_0 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где δ_i и β_i соответствующие части показателя преломления вещества, состоящего только из одного сорта атомов.

Так как длина волны $M_0K\alpha_1$ достаточно далека от K границы поглощения Ca , C и O , то величины, входящие в (15), с помощью (2) можно определить следующим образом ⁽¹⁾:

$$\begin{aligned} \delta_{Ca} &= \frac{5Nr e^2 \lambda^2}{\pi m c^2 M}, \quad \delta_C = \frac{3}{2} \frac{Nr e^2 \lambda^2}{\pi m c^2 M}, \quad \delta_0 = \frac{2Nr e^2 \lambda^2}{\pi m c^2 M}, \\ \beta_{Ca} &= \frac{20Nr e^4 \lambda}{3 m^2 c^4 M}; \quad \beta_C = \frac{2Ne^4 \lambda \rho}{m^2 c^4 M}; \quad \beta_0 = \frac{8Nr e^4 \lambda}{3 m^2 c^4 M}, \end{aligned} \quad (16)$$

где N — число Авогадро,

ρ — плотность кальцита,

M — молекулярный вес кальцита.

Таким образом, из (5) и (16) получим:

$$f'_{Ca}(0, k) = \frac{4\pi m c^2 \delta_{Ca}}{\lambda^2 n e^2}, \quad f'_C(0, k) = \frac{4\pi m c^2 \delta_C}{\lambda^2 n e^2}, \quad f'_0(0, k) = \frac{4\pi m c^2 \delta_0}{\lambda^2 n e^2}, \quad (17)$$

$$f''_{Ca}(0, k) = \frac{4\pi m c^2 \beta_{Ca}}{\lambda^2 n e^2}; \quad f''_C(0, k) = \frac{4\pi m c^2 \beta_C}{\lambda^2 n e^2}; \quad f''_0(0, k) = \frac{4\pi m c^2 \beta_0}{\lambda^2 n e^2}.$$

Для вещественных и мнимых частей структурного фактора (плоскости (211)) получим:

$$\left. \begin{aligned} f'(0, k) &= 2 [f'_{Ca}(0, k) + f'_C(0, k) + f'_0(0, k)] \\ f''(0, k) &= 2 [f''_{Ca}(0, k) + f''_C(0, k) + f''_0(0, k)] \\ f'(2\theta, k) &= 2 [f'_{Ca}(2\theta, k) + f'_C(2\theta, k) + f'_0(2\theta, k)] \\ f''(2\theta, k) &= 2 [f''_{Ca}(2\theta, k) + f''_C(2\theta, k) + f''_0(2\theta, k)] \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Из экспериментальных данных известны ⁽³⁾

$$\frac{f_{Ca}(2\theta, k)}{f_{Ca}(0, k)} = 0,768; \quad \frac{f_C(2\theta, k)}{f_C(0, k)} = 0,65 \quad \text{и} \quad \frac{f_0(2\theta, k)}{f_0(0, k)} = 775. \quad (19)$$

Следовательно, с помощью (8), (17), (18) и (19) можем определить $f(2\theta, k)$ и $f''(2\theta, k)$.

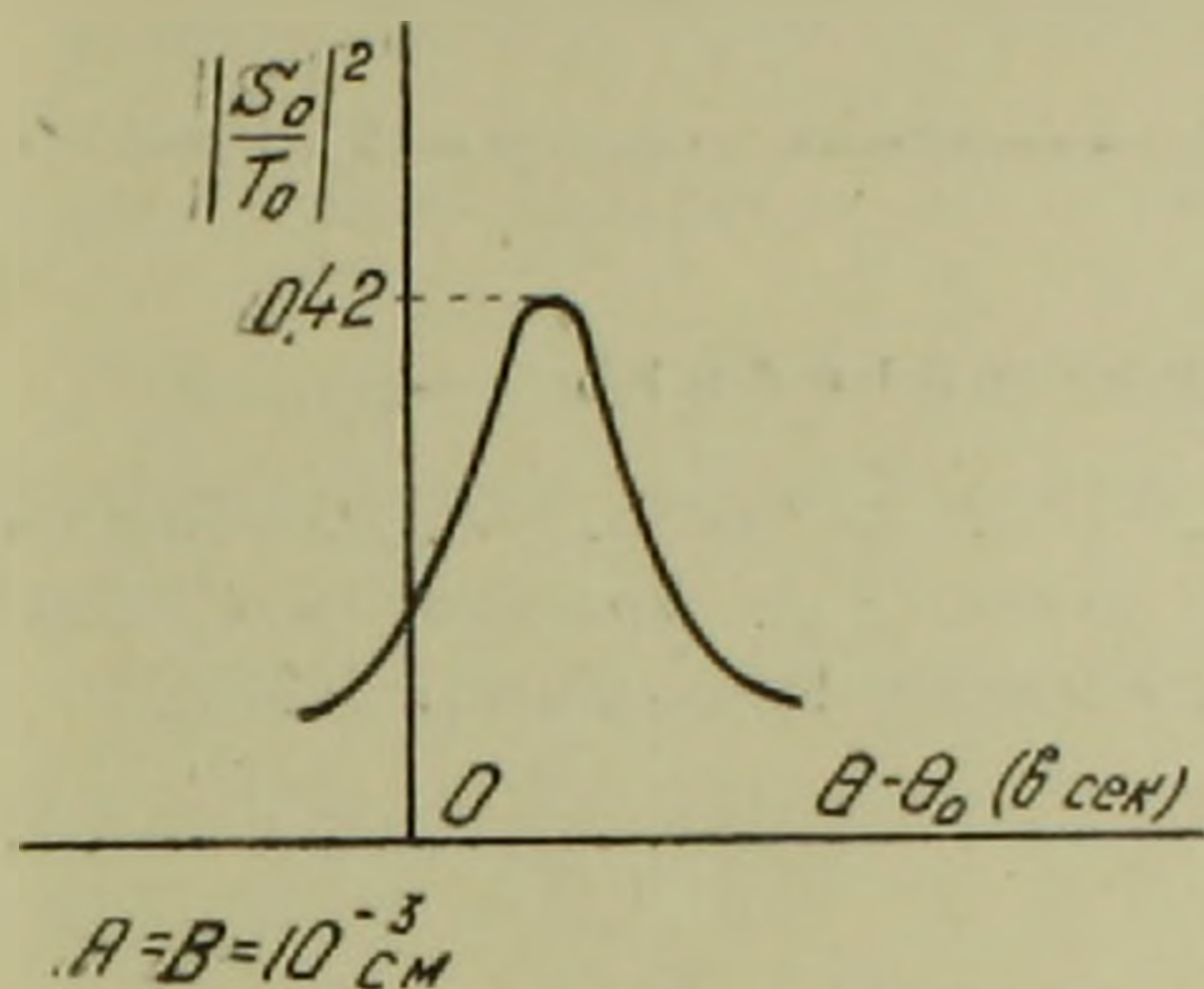
Рассчитали $\left| \frac{S}{T} \right|^2$ в зависимости от θ снова для следующих двух случаев:

Первый случай: $k = 8 \text{ см}$, $A = B = 10^{-4} \text{ см}$, $\lambda = 0,708 \text{ Å}$.

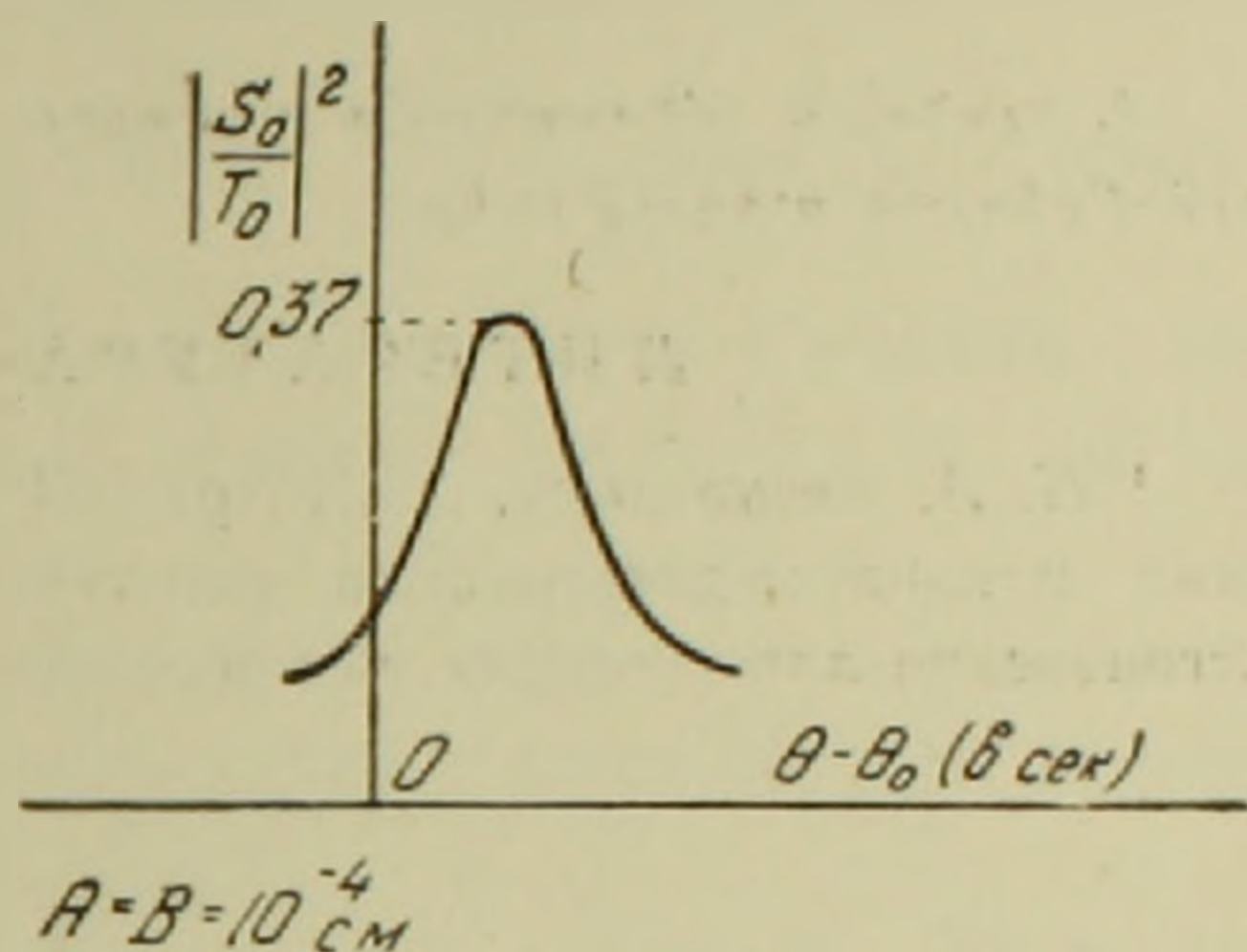
Второй случай: $k = 8 \text{ см}$, $A = B = 10^{-3} \text{ см}$, $\lambda = 0,708 \text{ Å}$.

Результаты расчетов представлены на фиг. 1 и 2. Из результатов этих расчетов в случае ограниченного поглощающего кристалла можно сделать следующие выводы.

1. Как известно, в теории Дарвина в случае поглощающего кристалла (метод Прииса) получается несимметричное отражение—плоская область полного отражения исчезает, однако в данном случае—в случае ограниченного поглощающего кристалла, как и в случае ограниченного непоглощающего кристалла, область отражения остается симметричной, т. е. в случае ограниченного кристалла кривые отраже-



Фиг. 1.



Фиг. 2.

ния симметричны как при наличии, так и при отсутствии поглощения.

2. В случае ограниченного поглощающего кристалла интенсивность отраженных волн уменьшается за счет поглощения (фиг. 1 и 2), однако это уменьшение для излучения $M_0K_{\alpha_1}$ и для кристалла кальцита незначительно, так как длина волны $M_0K_{\alpha_1}$ достаточно далека от краев поглощения Ca , O и C .

3. Коэффициент преломления в этом случае зависит как от размеров отражающего кристалла, так и от величины поглощения—чем больше поглощение, тем меньше коэффициент преломления и выражается следующей формулой:

$$\mu = 1 + \frac{\sin \theta_0}{dk} D [f''(0, k)(a_1 b_1 - a_2 b_2) - f'(0, k)(a_1 b_2 - a_2 b_1)].$$

4. С увеличением поглощения направление максимального отражения приближается к Вульф-Бреговскому направлению.

Ереванский государственный университет

Պ. Զ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

ՌԵՏԵԳԵՆԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՎՐՆԵՐԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱԿԻ ԴԻՃԱՄԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ՎԵՐՋԱՎՈՐ ԲՅՈՒՐԵԳԻ ԽԱՄԱՐ

Հոդվածում բննարկվում է ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի դիճամիկ տեսութունը՝ վերջավոր և կլանող բյուրեղի դեպքում:

Բննարկման արդյունքներից արվում է հետևյալ եզրակացութունները:

1. Խնչպես հայտնի է Դարվինի տեսության մեջ կլանող բյուրեղի ղեպքում ստացվում է ոչ սիմետրիկ անդրադարձում՝ անդրադարձման հարթ տիրույթը անհետանում է, սակայն տվյալ ղեպքում՝ կլանող սահմանափակ բյուրեղի ղեպքում, անդրադարձման տիրույթը մնում է սիմետրիկ:

2. Կլանող սահմանափակ բյուրեղի ղեպքում անդրադարձած ճառագայթների ինտենսիվությունը փոքրանում է ի հաշիվ կլանման, սակայն այդ փոքրացումը $M_0K_{\alpha_1}$ ճառագայթման համար կալցիտի բյուրեղի ղեպքում աննշան է, որովհետև MoK_{α_1} ալիքի երկարությունը բավականաչափ հեռու է Ca -ի, O -ի, և C -ի կլանման ադրյուրից:

3. Այս ղեպքում բեկման ցուցիչը կախված է խնչպես բյուրեղի չափերից, այնպես էլ կլանման մեծությունից՝ կլանման մեծացումից բեկման ցուցիչը փոքրանում է:

Բեկման ցուցիչը այս ղեպքում արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\mu = 1 + \frac{\sin \theta_0}{dk} D[f''(0, k)(a_1 b_1 - a_2 b_2) - f'(0, k)(a_1 b_2 - a_2 b_1)]:$$

4. Կլանման մեծացմամբ մեծադույն անդրադարձման ուղղությունը մոտենում է Վուլֆ-Բրեդյան ուղղությունը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ П. А. Безиргян, ДАН АрмССР т. XXIX, № 5, (1959). ² Р. Джеймс, Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. ³ А. Комптон и С. Алисон, Рентгеновские лучи, теория и эксперимент. ⁴ Принс, Zs. Phys. 63, 477 (1930).

СТРОИТЕЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

А. А. Аракелян

Новый метод проектирования составов бетонов и растворов

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Г. Назаровым 16.VII 1960)

Предлагается расчет состава бетона производить с учетом удельной поверхности и пустотности между зернами мелких и крупных заполнителей.

Проектирование состава бетона с учетом поверхности и пустотности заполнителей рассматривалось несколько в иной форме и другими авторами (^{1, 2}).

Предложенный принцип расчета состава бетона заключается в том, что цементное тесто заполняет пустоты между зернами мелкого заполнителя и создает пленку, толщиной (δ_n), обволакивающую зерна мелкого заполнителя (песка).

Раствор, полученный из смеси цементного теста и песка, заполняет пустоты между зернами крупного заполнителя (щебня) и вокруг его зерен создает обволакивающий растворный слой толщиной ($\delta_{ш}$).

На основании вышеизложенного принципа можно записать три следующие уравнения для расчета состава одного кубометра плотно уложенного бетона:

$$T = \frac{\Pi}{\gamma_{оп}} \cdot \alpha_n + \Pi \cdot I_n \cdot \delta_n,$$

$$T + \frac{\Pi}{\gamma_{уп}} = \frac{\Psi}{\gamma_{ош}} \cdot \alpha_{ш} + \Psi \cdot I_{ш} \cdot \delta_{ш},$$

$$T + \frac{\Pi}{\gamma_{уп}} + \frac{\Psi}{\gamma_{уш}} = 1000,$$

где T — объем цементного теста в литрах,

Ψ и Π — веса щебня и песка в кг,

$\gamma_{ош}$ и $\gamma_{оп}$ — объемные веса щебня и песка в $т/м^3$,

$\gamma_{уш}$ и $\gamma_{уп}$ — условные удельные веса (объемные веса в куске) щебня и песка в $т/м^3$,

$I_{ш}$ и I_n — удельные поверхности щебня и песка в $\frac{см^2}{кг}$.

δ_n — толщина цементной пленки, обволакивающей зерна песка в ∂_m ,

$\delta_{ш}$ — толщина растворного слоя обволакивающего зерна щебня в ∂_m ,

$\alpha_{ш}$ и α_n — пустотность щебня и песка.

Совместное решение полученных уравнений дает следующие значения для Π , T и γ ;

$$\Pi = \frac{1000}{\frac{1}{\gamma_{уш}} + \frac{\alpha_{ш}}{\gamma_{ош}} + I_{ш} \cdot \delta_{ш}}, \quad (1)$$

$$\Pi = \frac{\Pi \left(\frac{\alpha_{ш}}{\gamma_{ш}} + I_{ш} \cdot \delta_{ш} \right)}{\frac{1}{\gamma_{уп}} + \frac{\alpha_n}{\gamma_{он}} + I_n \delta_n}, \quad (2)$$

$$T = \Pi \left(\frac{\alpha_n}{\gamma_{он}} + I_n \delta_n \right). \quad (3)$$

При расчете состава раствора на 1 м^3 получаются нижеследующие выражения для значений Π и T :

$$\Pi = \frac{1000}{\frac{1}{\gamma_{уп}} + \frac{\alpha_n}{\gamma_{он}} + I_n \delta_n}, \quad (2a)$$

$$T = 1000 - \frac{\Pi}{\gamma_{уп}}. \quad (3a)$$

Для определения количества цемента и воды в цементном тесте, можно использовать выведенную нами формулу прочности бетонов (3):

$$R = \frac{A_0 \cdot \frac{\gamma_6}{F_p} \cdot R_k}{B_0 + \gamma_3 \frac{F_3}{F_p} \cdot \frac{R_k}{R_3}}, \quad (4)$$

где B_0 — коэффициент, зависящий от возраста и вида бетона,

A_0 — коэффициент, зависящий от деформативных свойств компонентов бетона,

F_p и F_3 — относительные площади раствора и крупного заполнителя в сечении бетона ($F_p + F_3 = F_6 = 1$),

R_k и R_3 — прочности цементного камня и заполнителя в кг/см^2 ,

γ_6 и γ_3 — объемные веса затвердевшего бетона и заполнителя (в куске) в т/м^3 .

Прочность цементного камня в бетоне из формулы (4) будет:

$$R_k = \frac{B_0 \cdot F_p}{A_0 \frac{\gamma_6}{R_6} - \frac{\gamma_3}{R_3} \cdot F_3} \quad (5)$$

В частном случае для обычного бетона, прочность крупного заполнителя которого сравнительно велика, будем иметь ⁽³⁾:

$$R_6 = A \cdot \frac{\gamma_6}{F_p} \cdot R_k, \quad (6)$$

а прочность цементного камня в бетоне:

$$R_k = \frac{1}{A} \cdot \frac{F_p}{\gamma_6} \cdot R_6. \quad (7)$$

Прочность цементного камня в зависимости от качества цемента и цементноволного фактора устанавливается формулой ⁽³⁾:

$$R_k = \frac{R_{ц}}{\frac{1}{K_{н. г.}} - 2K_{н. г.}} \left[\frac{Ц}{В} - 2K_{н. г.} \right], \quad (8)$$

где $R_{ц}$ — активность цемента, установленная в жестких цементно-песчаных растворах в $кг/см^2$,

$K_{н. г.}$ — водоцементное отношение, соответствующее нормальной густоте цементного теста,

$\frac{Ц}{В}$ — цементноводное отношение с учетом водопотребности заполнителей.

Из формулы (8) значение $\frac{Ц}{В}$ будет:

$$\frac{Ц}{В} = \frac{R_k}{R_{ц}} \left[\frac{1}{K_{н. г.}} - 2K_{н. г.} \right] + 2K_{н. г.} \quad (9)$$

На основании проведенных экспериментальных работ, а также обработки результатов большого количества опытов, описанных в литературе ^(4, 5, 6), мы получили для некоторых видов бетонов, ориентировочные значения коэффициентов A_0 , B_0 , и A , которые приводятся в табл. 1.

При проектировании состава растворов по формулам (2а) и (3а), прочность раствора можно определить полученной нами формулой ⁽³⁾:

$$R = A'_0 \gamma_p R_k, \quad (4а)$$

где γ_p — объемный вес затвердевшего раствора в $т/м^3$,

R_k — прочность цементного камня (формулы 8 и 9),

A'_0 — коэффициент, зависящий от вида песка.

Значение коэффициента A'_0 по нашим предварительным опытам получается для раствора на кварцевых песках—0,85, на туфовых (Ереванского месторождения) и литоидно-пемзовых песках—0,92.

Ориентировочное значение опытных коэффициентов A , A_0 и B_0 для некоторых видов бетонов месячного возраста

№№ п/п	Заполнитель	Коэффициенты		
		A_0	B_0	A
		Формулы (4)		Формулы (6)
1	Из туфа Ереванского месторождения .	1,05	1,62	—
2	Литонидная пемза	0,86	1,0	—
3	Керамзитовый щебень и кварцевый песок	1,15	3,0	—
4	Плотный щебень из базальта, гранита и т. д.	—	—	0,32
5	Гравий	—	—	0,29

Пустотность между зернами заполнителей (α_n , $\alpha_{ш}$) не всегда возможно установить обычными методами, особенно, если имеются легкие заполнители.

Пустотность между зернами заполнителей предлагается установить путем заполнения межзерновых пространств тестом из цемента или другого дисперсного материала (⁷).

Величину этой пустотности можно определить формулой (⁷):

$$\alpha = \left[1 - \frac{V_p - T}{V_n} \right], \quad (10)$$

где V_p — объем свежеприготовленного раствора пластичной консистенции в литрах,

V_n — объем песка (или щебня), примененного в растворе в литрах,

T — объем теста, равного $\frac{\text{Ц}}{\gamma_{уц}} + B$ в литрах,

$\gamma_{уц}$ — удельный вес цемента в г/см³ (или дисперсного материала),

Ц — количество цемента (или дисперсного материала) в кг,

B — истинное количество воды для затворения.

Водопотребность заполнителя, необходимая для установления истинного количества воды затворения, устанавливается пластометром системы МГУ (⁷).

Зная величины V_p и T , можно установить удельные веса (объемные веса в куске) щебня и песка формулой:

$$\gamma_y = \frac{G}{V_p - T}, \quad (11)$$

где G — вес заполнителя (песка или щебня) в кг.

Решающее значение для расчета составов бетонов и растворов имеют удельные поверхности заполнителей. Если принять, что зерна

заполнителей имеют шарообразную форму, то удельную поверхность можно вычислить формулой:

$$I = \frac{6 K_{\phi}}{100 \gamma_y} \sum_0^n \frac{q_i}{d_i}, \quad (12)$$

где I — удельная поверхность заполнителя в $\text{дм}^2/\text{кг}$,
 d_i — средний диаметр данной фракции заполнителя в сантиметрах,
 γ_y — удельный вес (объемный вес в куске) заполнителя в $\text{т}/\text{м}^3$,
 q_i — вес данной фракции заполнителя в г (пыль в песках, прошедших через сито 0,085 мм, не учитывается),
 K_{ϕ} — коэффициент формы.

В действительности, зерна заполнителей не имеют шарообразной формы, поэтому вводится поправочный коэффициент формы (K_{ϕ}), выражающий отношение истинной величины поверхности естественного зерна заполнителя к величине поверхности зерна шарообразной формы того же диаметра.

Коэффициент формы всегда больше единицы, с уменьшением крупности зерна уменьшается величина коэффициента формы, то есть, мелкие фракции имеют сравнительно более шарообразную форму, чем крупные (2, 8).

Коэффициент формы для данной породы песка можно установить путем определения удельной поверхности по величине газопроницаемости или коэффициента фильтрации воды с использованием соответствующих приборов (8, 9).

Для определения же величины коэффициента формы для обычных и легких крупных заполнителей мы исходили из количества адсорбирующей влаги на поверхности частиц заполнителей.

Нами получены следующие ориентировочные коэффициенты формы (K_{ϕ}) для заполнителей.

Виды заполнителя	Щебень	Песок
Туф Ереванского типа	2,05	1,9
Туф Арктического типа	2,80	2,50
Литоидная пемза	2,15	2,0
Вулканические шлаки	4—5,5	2,5

На основании анализа большого количества экспериментальных данных, приведенных в литературе (2, 6), мы установили, что для получения максимальной прочности бетона значение $\delta_{ш}$ должно быть:

$$\delta_{ш} = \frac{10^{-2}}{2} d_{ср} + \delta_{п}, \quad (13)$$

где $d_{ср}$ — средний диаметр зерен песка в мм, который, исходя из постоянства удельной поверхности песка, определяется формулой:

$$d_{\text{ср}} = \frac{G_1}{0,27 a_1 + 0,54 a_2 + 1,1 a_3 + 2,23 a_4 + 4,45 a_5 + 8,5 a_6} \quad (14)$$

G_1 — сумма частных остатков в граммах на ситах, за исключением пыли, прошедшей через сито 0,085 мм.

a_1, a_2, a_3, a_4, a_5 и a_6 частные остатки в граммах на ситах с отверстиями в 2,5; 1,2; 0,6; 0,3; 0,15 и 0,085 мм.

Для значения δ_n , исходя из требуемой консистенции (удобоукладываемости) бетона, получена формула:

$$\delta_n = \frac{S + a}{\eta} \cdot 10^{-5}, \quad (15)$$

где S — осадка нормального конуса бетона в сантиметрах,

η — коэффициент сравнительной текучести цементного теста, определяемый формулой

$$\eta = 2,1 \left(\frac{B}{C} - K_{\text{н. г.}} - 0,07 \right), \quad (16)$$

a — коэффициент, который можно принять для обычных бетонов — 3, для легких 4—5.

При проектировании легких бетонов должно иметь место отношение прочности исходной породы крупного заполнителя к проектируемой марке бетона при:

Артикском туфе — $R_3 \geq 0,9 R_6$,

Литоидной пемзе — $R_3 \geq 1,15 R_6$,

Анийской пемзе — $R_3 \geq R_6$,

Ереванском туфе — $R_3 \geq 0,95 R_6$.

Практическая проверка предложенной нами методики по расчету составов бетонов и растворов дала вполне положительные результаты.

Институт строительных материалов
и сооружений Госстроя Армянской ССР

Հ. Ա. ԱՌԱՔՆԵԼՅԱՆ

ԲԵՅՈՆՆԵՐԻ և ՇԱՊԱԽՆԵՐԻ ԿԱՂԱՐԻ ՆԱԽԱԳԺՄԱՆ ՃՈՐ ՄԵՐՈՂ

Հողվածում բերված են հայաստանի Շինանյութերի և կառուցվածքների ինստիտուտում կատարված էքսպերիմենտալ աշխատանքների արդյունքները՝ նոր մեթոդով բետոնների և շաղախների կազմը նախագծելու վերաբերյալ:

Նոր մեթոդի էությունը կայանում է հետևյալում. շաղախների կազմի նախագծման ժամանակ ընդունվում է, որ ցեմենտախմորով լցվում է ավազի միջհատիկային դատարկություն ծավալը և ավազի հատիկների մակերեսը սլառվում է ցեմենտախմորի շերտով (δ_n) հաստությունը: Բետոնների նախագծման դեպքում շաղախով լցվում է խճի միջհատիկային դատարկության ծավալը և խճի հատիկների մակերեսը սլառվում է շաղախի շերտով (δ_m) հաստությամբ:

Վերոհիշյալ սկզբունքի հիման վրա ստացված են (2a) և (3a) բանաձևերը՝ մեկ խորանարդ մետր շաղախում եղած ավազի և ցեմենտախմորի, (1), (2) և (3) բանաձևերը՝ մեկ խորանարդ մետր բետոնի մեջ եղած խճի, ավազի և ցեմենտախմորի—կշռային քանակները հաշվելու համար:

Ելնելով բետոնի ամրության և կոնսիստենցիայի պայմաններից ստացվել են (13), (15) և (16) էմպիրիկ բանաձևերը, որոնց օգնությամբ որոշվում են (ծն) և (ծш) մեծությունները:

Հոդվածում բերված մյուս բանաձևերի միջոցով որոշվում են բետոնի կամ շաղախի նոր մեթոդով նախադժման համար մնացած անհրաժեշտ պարամետրերը:

Նոր մեթոդի ճշտությունը ստուգելու վերաբերյալ կատարված փորձերը տվել են միանգամայն զրական արդյունքներ:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐԱՎՈՐԹՅՈՒՆ

¹ Ю. Я. Штаерман, Расчет железобетонной балки на тангенциальные напряжения. К проектированию состава бетона. Тифлис, 1929. ² В. М. Москвин и Б. Д. Тринкер, Подбор состава бетона с учетом поверхности и пустотности заполнителей, Исследование (ВНИИ по строительству). Бетоны и вяжущие, М., 1955. ³ А. А. Аракелян, «Известия АН АрмССР» (сер. техн. наук), т. XIII, № 2 (1960). ⁴ В. М. Худавердян, Методы проектирования составов туфобетона, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1950. ⁵ Ю. Е. Корнилович, М. Г. Вержбицкая, Керамзитобетон — прогрессивный строительный материал, Киев, 1955. ⁶ Б. Г. Скрамтаев, А. А. Бубилов, Уточнение зависимости прочности бетона от активности цемента, водоцементного отношения и других факторов, Вестник Военно-инженерной Краснознаменной Академии им. В. В. Куйбышева. 94, Сб. по технологии бетона, Изд. ВИА, М., 1956. ⁷ А. А. Аракелян, Строительные растворы на некоторых песках Армянской ССР, Ереван, 1957. ⁸ А. С. Панин, Два метода определения удельной поверхности дисперсных материалов, Исследования, кровельные и гидроизоляционные покрытия, М., 1952. ⁹ Г. И. Ступаков, Опыт определения удельной поверхности мелкого заполнителя для строительных растворов и бетонов Труды Среднеазиатского Ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательского института ирригации, вып. 90, Ташкент, 1957.

ГИСТОХИМИЯ

А. М. Чилингарян

Новая методика выявления миелиновых оболочек
 нервных волокон

Сообщение I

(Представлено академиком АН Армянской ССР С. К. Карапетяном 18. IV 1960)

Микроскопическое исследование миелиновых оболочек нервных волокон является чрезвычайно важным при изучении миелоархитектоники, формировании и образовании проводящих путей, изменении нервных волокон в эксперименте и в патологии, процессах де- и регенерации. Однако основные методы его выявления (Вейгерт с многочисленными модификациями, Шпильмейер и др.) далеко несовершенны. Этот вопрос подробно излагается в руководстве по микроскопической технике ⁽¹⁾. Укажем, что наиболее серьезными недостатками являются, с одной стороны, трудоемкость многих методов которая препятствует их широкому применению в повседневной исследовательской работе, и с другой, дифференцировка окраски, неизбежная во всех методах, часто затрудняющая интерпретацию полученных фактов. Это побудило нас заняться разработкой нового методического приема с целью устранения отмеченных недостатков и, по возможности, стандартизации звеньев обработки, что крайне важно с гистохимической точки зрения. В решении этой задачи мы исходили из выдвигаемого нами принципа дробного блокирования металлоорганических комплексов. В основе нового приема положен установленный нами факт избирательной реакции ионов трехвалентного железа с миелином посредством аммиачной обработки исследуемого материала. Сущность метода в общих чертах сводится к следующему:

1) кусочки различных отделов нервной ткани фиксируются в 12% нейтральном формалине от нескольких дней до 6 месяцев. Для морфологических и патологоанатомических работ можно использовать материал, пролежавший в формалине более длительные сроки, однако в целях стандартизации метода предпочтительны указанные сроки;

2) после легкого споласкивания в дистиллированной воде готовятся замороженные срезы в 10–30 м;

3) срезы на 15 минут и более переносятся в 2—5% раствор хлорного железа (желательно свежеприготовленный);

4) промывка в нескольких сменах дистиллированной воды в течение 10 минут;

5) погружение на 20 минут в свежеприготовленную водноаммиачную или спиртаммиачную смесь следующей пропорции: 10 объемов дистиллированной воды или 60° спирта на 1 объем аммиака (нами был использован 10,7% аммиак);

6) тщательная промывка в нескольких сменах дистиллированной воды в течение 15—20 минут до полного удаления аммиака (проверка фенолфталеином);

7) срезы для окраски переносятся в раствор гематоксилина (1% спиртовой раствор гематоксилина 1 см³, вода дистиллированная 20 см³) на время от 15 минут до 1 часа (можно и дольше).

8) промывка в дистиллированной воде в течение 2—3 мин;

9) повторное погружение в аммиачную смесь на 10—20 минут до прекращения отдачи окраски и приобретения срезами синеватого цвета (за это время срезы несколько раз пошевеливаются);

10) длительная промывка в дистиллированной воде (можно оставить на ночь);

11) заключение в глицерин-желатину или обычным путем в бальзам.

В результате миелиновые оболочки окрашиваются в интенсивный цвет. Перикарион нейронов или бесцветен, или окрашивается в слабо-фиолетовый цвет. В ядрах крупных нейронов часто выделяется ядрышко интенсивно синей окраски. Кариоплазма нервных клеток и ядра других тканей не окрашиваются.

Остановливаясь на природе настоящей реакции следует отметить, что ионы трехвалентного железа образуют комплексы с разнообразными группировками белковой молекулы (²), об этом свидетельствует окраска разнообразных структур по Гейденгейну (цитоплазма, ядра, осевые цилиндры и т. д.). Известно, что щелочная среда легко разрушает железоцистеиновый комплекс (³). Поэтому можно предположить, что и другие возможные железопротеиновые комплексы под действием аммиачной обработки или блокируются или подвергаются разрушению, в результате чего вышеуказанные структуры остаются неокрашенными. Следует отметить, что полученные результаты относятся в основном к формалин-фиксированному материалу.

Важным преимуществом аммиачной обработки является то обстоятельство, что она не действует на комплекс железо-миелинового типа. Этот комплекс, по-видимому, образуется с такими молекулярными группировками, которые входят в состав только миелина. Это подтверждается предварительными нашими наблюдениями на других органах. Печень и почки, а также эритроциты, которые интенсивно окрашиваются при определении фосфолипидов, в нашем случае показывают почти отрицательную реакцию. Эти факты указывают, что предлага-

емая методика в гистохимическом отношении значительно специфична, однако для установления точной природы реакции в дальнейшем, нужны контрольные эксперименты. Поэтому мы считали целесообразным отнести методику к миэлину (а не его компонентам), который имеет сложный химический состав и является гистологическим понятием.

Возможность избирательного блокирования отдельных металлоорганических комплексов, показанная в настоящем исследовании, указывает, помимо известных, и другие пути в создании новых гистохимических методов исследования, столь важных для понимания и изучения клеточного обмена.

Быстрота и простота предлагаемого метода, стандартизация звеньев обработки говорят о его бесспорных преимуществах по сравнению с существующими методами выявления миэлиновых оболочек.

Институт физиологии им. академика
Л. А. Орбели АН Армянской ССР

Հ. Մ. ԶԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Ներգաղթելի միելինային թաղանթների հայտնաբերման նոր մեթոդ

Հաղորդում I

Միելինային թաղանթների հայտնաբերման գոյություն ունեցող մեթոդներն ունեն մի շարք թերություններ: Որոնք արգելակում են նրա արագ և բազմակողմանի ուսումնասիրությունը: Այս հանդամանքը առիթ հանդիսացավ փնտրելու և մշակելու նոր մեթոդ, որը դերժ լինեք կիրառվող մեթոդներում եղած թերություններից: Նոր մեթոդի նիւթում ընկած է հեղինակի կողմից ստացարկվող մետաղա-օրգանական միացությունների մասնակի բլոկադայի սկզբունքը: Առաջարկվող մեթոդում օդտագործված է եռարժեք երկաթի կոմպլեքսացոյացությունը միելինի հետ ամիակի մշակման օդնությամբ և այդ կոմպլեքսի հետագա հայտնաբերումը հեմատոքսիլինի միջոցով: Ինքնակային արդյունքը լինում է այն, որ բոլոր բջջային գոյացություններից միայն միելինային թաղանթն է ներկվում մուգ կապույտ գույնով:

Նախնական փորձերը այլ օրգանների վրա ցույց տվեցին, որ հիշյալ ռեակցիան յուրահատուկ է այնպիսի մոլեկուլյար խմբերին, որոնք մտնում են միայն միելինի բաղադրության մեջ: Քանի որ ռեակցիայի բնության վերջնական պարզաբանումը պահանջում է կոնսրուկտիվ փորձեր, այդ պատճառով մեթոդը ներկա մոմենտում վերագրվում է միելինին և ոչ թե նրա բաղկացուցիչ մասերին:

Մշակման օդակների ստանդարտիզացիան, պարզությունը և արագությունը վկայում են առաջարկվող մեթոդի մի շարք առավելությունները գոյություն ունեցող մեթոդների նկատմամբ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Б. Ромейс, Микроскопическая техника, 1953. ² А. Лилли, Histopathologie, Technique and practical Histochemistry, 1954. ³ Ф. Гурд и Ф. Вилкос, Advances in protein chemistry, 1956, v. XI.

ЭНТОМОЛОГИЯ

Р. А. Рихтер

Новые виды ктырей (Diptera, Asilidae) из Закавказья

(Представлено академиком АН Армянской ССР В. О. Гулканяном 18. IV 1960)

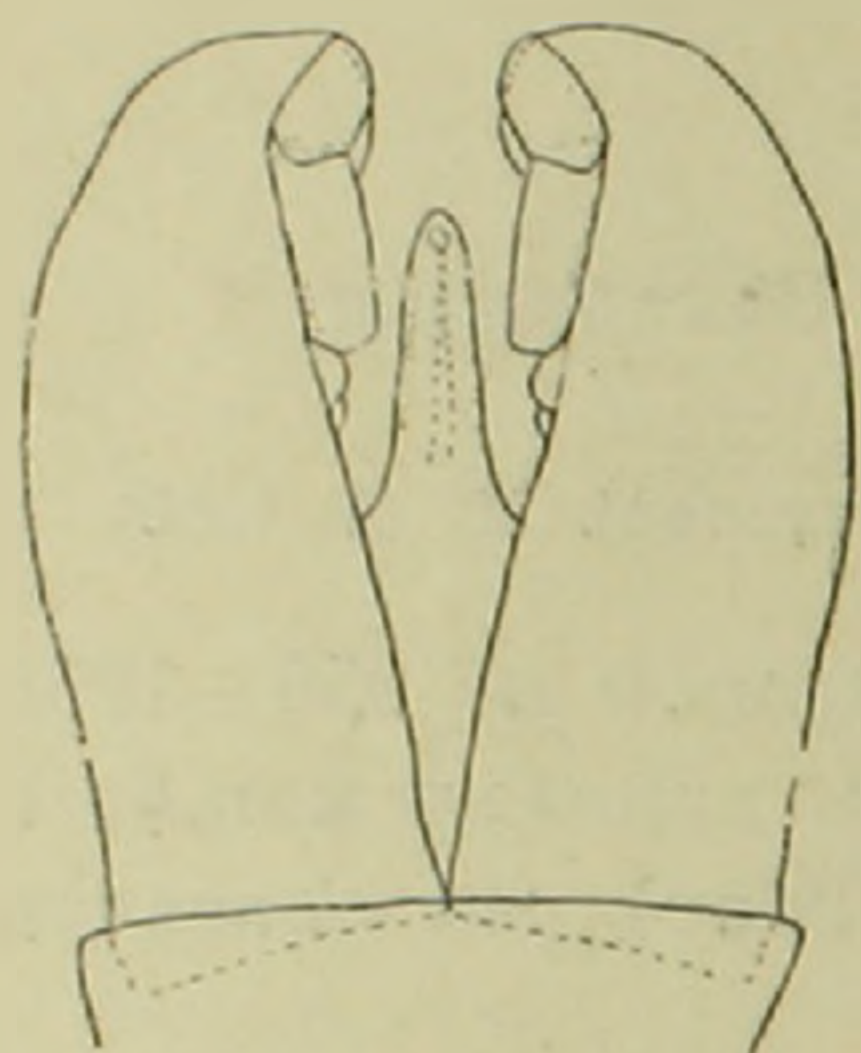
При определении двукрылых, собранных автором в 1956—1959 годах в Закавказье, были обнаружены новые виды, принадлежащие к родам *Neomochtherus* Loew и *Dioctria* Meigen (Asilidae). Их описания приводятся ниже.

Типы описанных видов хранятся в коллекции Зоологического института Академии наук СССР, в Ленинграде.

1. *Neomochtherus urartorum* V. Richter, sp. n. Лицо, лоб и темя покрыты серебристо-белой пылью. Волоски на щеках, лбу и щупиках белые. Заглазничные щетинки и длинные щетинки лицевой бороды также белые. Основные членики усиков желтые, первый из них в белых волосках, второй в черных и белых волосках. Третий членик усиков с концевой палочкой черный. Среднеспинка в желтоватой пыли, коротких стоячих черных волосках и, за поперечным швом, в более длинных белых волосках. Щетинки среднеспинки крепкие, желтовато-белые. Ширина срединной бурой полосы среднеспинки вдвое превышает расстояние между глазами; в продольном направлении она разделена узкой серой полоской, почти достигающей до щитка. Мезоплевры в желтоватой пыли, по верхнему краю покрыты тонкими белыми стоячими волосками. Остальные бочки груди в светло-серой пыли, в редких белых волосках. Щиток в довольно густых белых стоячих волосках, с двумя желтовато-белыми щетинками по заднему краю. Тазики покрыты светло-серой пылью, в грубых белых волосках. Ноги с вертлугами желтые. Все бедра в прилегающих светлых волосках, лишь на их вершинах с примесью черных волосков, в светлых щетинках. Задние бедра спереди с неясной коричневатой полосой. Передние и средние голени покрыты прилегающими светлыми и темными волосками, в длинных светлых и более коротких темных щетинках. Задние голени коричневато-желтые, их вершинная половина и первый членик задних лапок с дорзальной стороны в густых коротких желтых волосках. Первый членик передних лапок желтый, с темной вершиной, последующие членики темные, их основание светлее.

вершины. Первый членик средних и задних лапок желтый с дорзальной и темный с вентральной стороны; последующие членики этих лапок коричневато-черные.

Крылья прозрачные, жилки в основании крыла желтые, на большей части его пластинки темно-коричневые. Брюшко в светло-серой пыльце и прилегающих белых волосках. Тергиты с хорошо развитыми краевыми щетинками, их задние края красноватые, гладкие, с шелковистым блеском. Гипопигий ♂ (фиг. 1, 2, 3) буро-красный в густых



Фиг. 1. Гипопигий *N. urartorum* V. Richt.; вид сверху.

светлых волосках. Обе половины epandrium гипопигия с зубцом на вершине, сверху их внутренний край образует перед вершиной продолговатые прямоугольные площадки. Девятый стернит с выступом по середине заднего края. Базальные членики гонопод удлиненные, с широким основанием, их вершинные членики узкие, изогнуты на вершине.

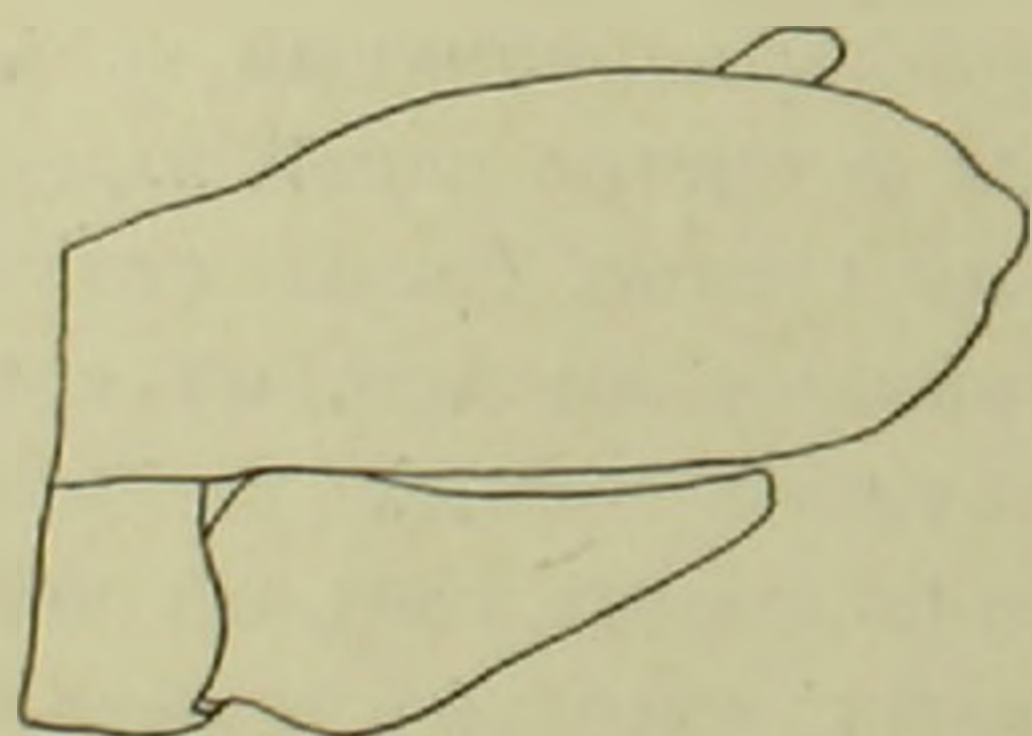
Терминология генитального аппарата принята по Карлу (2).

Длина тела 15—16 мм. Длина крыла 11 мм.

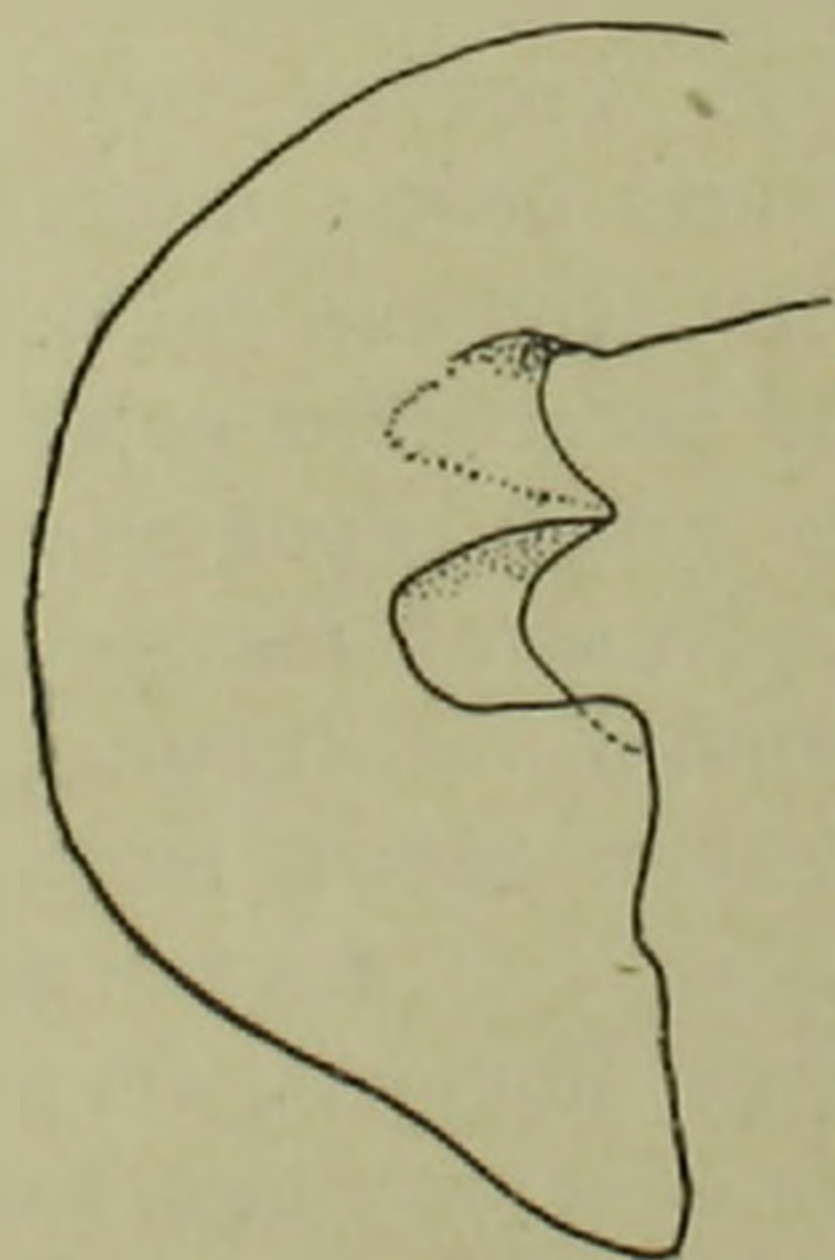
Ереван, ущелье реки Бердазор, 20 VIII 1956, 4 ♂, среди них голотип. Ереван, Джр-веже, 13 VIII 1958, 1 ♂.

Этот вид внешне похож на *Neomochtherus mundus* Loew⁽¹⁾, от которого четко отличается по следующим особенностям гипопигия ♂: более узкому, удлиненному epandrium, отсутствию площадкообразных выростов на его вершине, характерных для *N. mundus* Loew (фиг. 4), и более широким, не изогнутым базальным членикам гонопод (сравн. фиг. 5).

2. *Dioctria pilithorax* V. Richter, sp. n. Черный блестящий вид, с черными крыльями



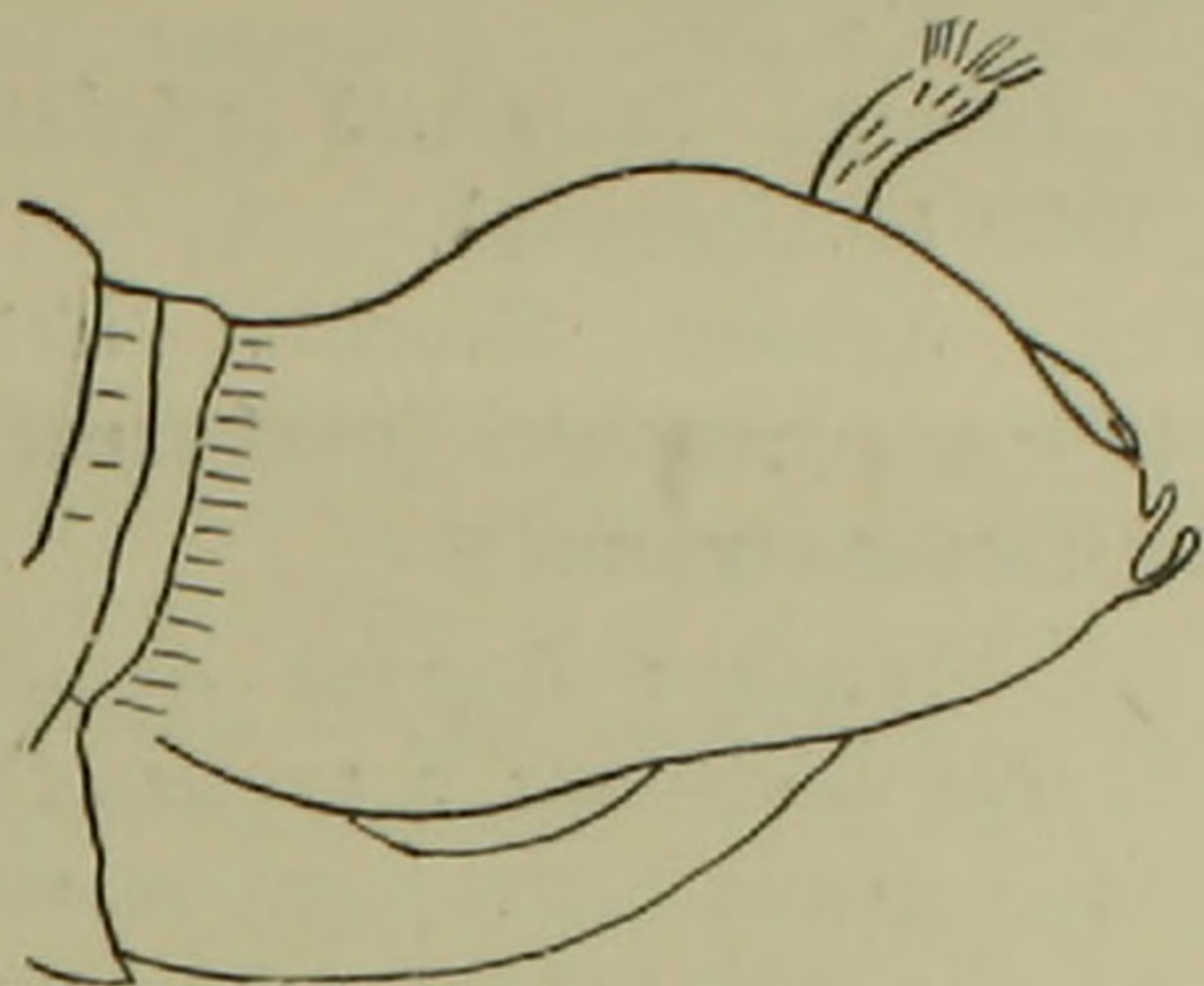
Фиг. 2. Гипопигий *N. urartorum* V. Richt.; вид сбоку.



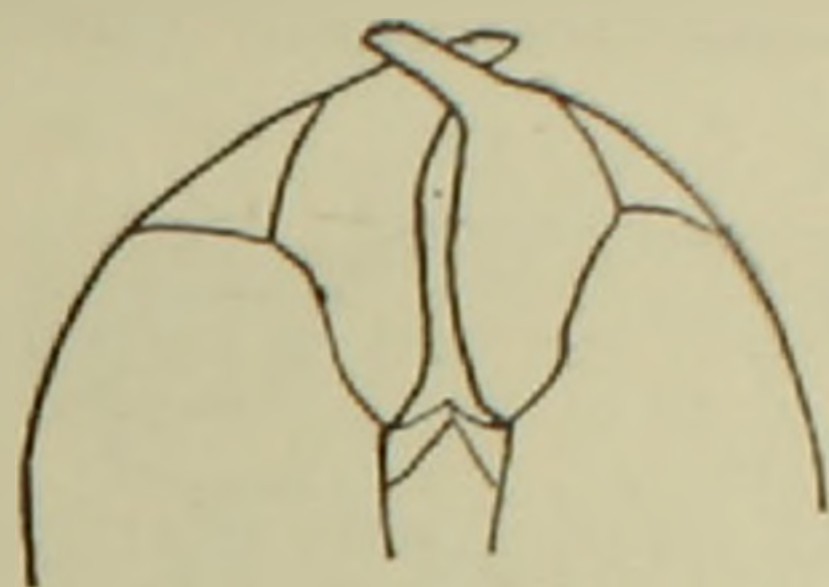
Фиг. 3. Вершина epandrium гипопигия *N. urartorum* V. Richt.; вид сзади на левую половину.

и ногами. Лицо покрыто густой, блестящей, золотисто-желтой пыльцой; лоб, бугорок, несущий антенны, и темя голые, черные, блестящие. Лоб по бокам с несколькими короткими черными волосками. Лицевая борода черная и у ♂ и у ♀. Хоботок черный, в основании снизу в белых волосках. Щупики черные, в черных волосках;

бакенбарды черные. Антенны черные; их базальный членик более чем в два раза длиннее второго, в густых длинных черных волосках, третий членик лишь с 1—2 волосками. Затылочные щетинки черные, слегка загибаются вперед. Среднеспинка черная, блестящая, нежно точечная, в густых стоячих черных волосках; щиток также в нежных точках и



Фиг. 4. Гипопигий *N. mundus* Loew; вид сбоку, по Генделю (Hendel, 1930).



Фиг. 5. Вершина epandrium гипопигия *N. mundus* Loew сверху; по Генделю (Hendel, 1930).

стоячих черных волосках на поверхности, по заднему краю в более длинных волосках. Бочки груди черные блестящие, с пятнами желтоватой пыльцы, расположенными следующим образом: большое пятно, занимающее переднюю часть стерноплевр, пятно в заднем верхнем углу стерноплевр, полоса вдоль заднего края мезоплевр; верхний край мезоплевр лишь со следами пыльцы. Мезоплевры по верхнему краю и птероплевры по переднему краю в редких стоячих черных волосках.

Ноги черные; тазики в желтоватой пыльце и светлых волосках. Передние и средние бедра дорзально в коротких черных волосках, вентрально в более длинных светлых волосках, с примесью темных волосков. Передние и средние голени в коротких черных волосках и длинных черных щетинках. Задние бедра дорзально в коротких черных волосках, вентрально в густых белых волосках. Задние голени также дорзально в коротких черных, вентрально в густых белых волосках, на вершине утолщены, покрыты прилегающими короткими желтыми волосками, с несколькими крепкими желтыми щетинками. Все лапки в прилегающих желтых волосках и желтых и черных щетинках. Котки в базальной части желтые, с черной вершиной. Базальный членик задних лапок утолщенный, не уже вершины задней голени, едва короче суммы всех остальных члеников лапки.

Крылья ♂ интенсивно черные с немного более светлой вершиной; крылья ♀ черные в базальной половине и светлые в их вершинной части. Жужжальца желтые, с более светлыми основаниями.

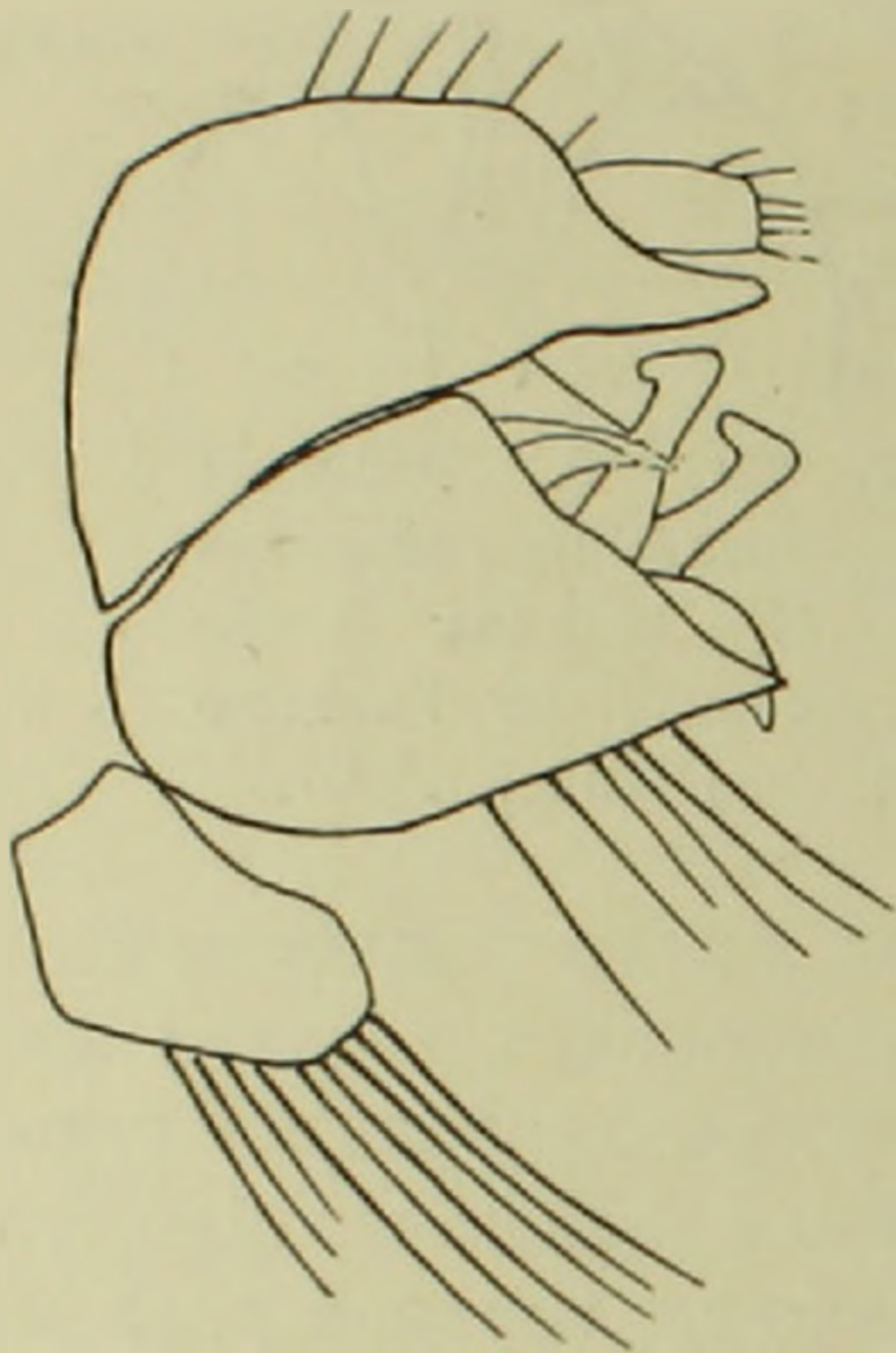
Брюшко черное, блестящее. Поверхность тергитов в коротких черных волосках, более длинных по бокам брюшка; сзади тергиты узко беловато окаймлены.

Гипопигий ♂ черный (фиг. 6). Epandrium не разделен на половины, на вершине с обоих краев вытянут в узкий довольно длинный отросток. Церки отделены друг от друга, в тонких волосках. Базаль-

ный членик гонопод массивный, с коротким вентральным отростком, на нижней поверхности с несколькими длинными черными щетинками. Их дистальный членик тонкий, на вершине изогнутый. Гипандриум (9 стернит) слабо вырезан сзади, с очень длинными толстыми черными щетинками по боковым и заднему краям.

Длина тела 9,5—10 мм. Длина крыла 8 мм.

С. Говери Лерикского района, Зувант, Талыш. 3 ♂♂ (среди них голотип), 1 ♀ (аллотип), 31 V 1959 (В. Рихтер).



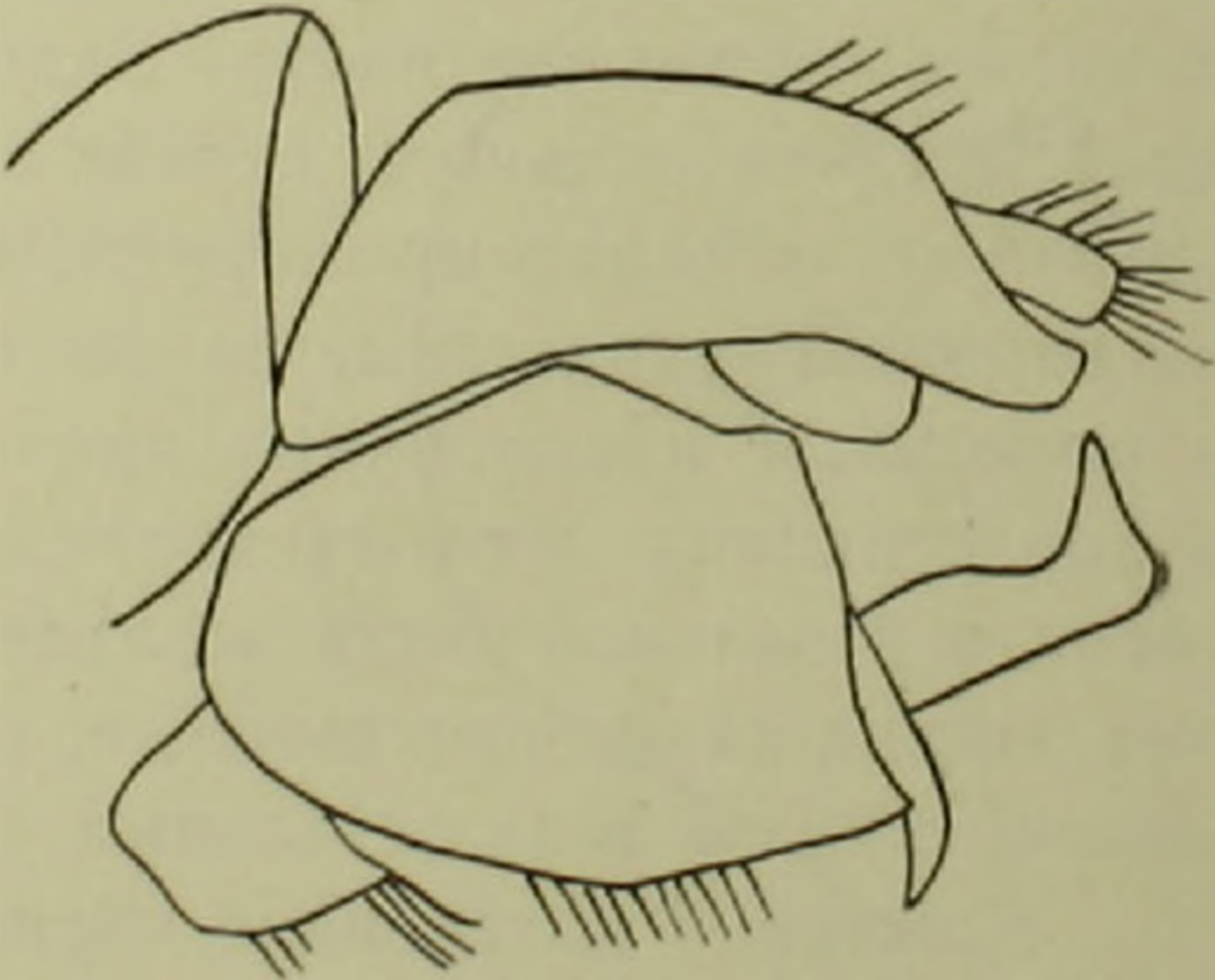
Фиг. 6. Гипопигий *Dioctria pilithorax* V. Richt.; вид сбоку.

Вид близок *Dioctria atricapilla* Meig. (^{1,3}); от которого отличается следующими признаками.

1 (2). Лицевая борода черная и у ♂ и у ♀. Среднеспинка в густых стоячих волосках, длина которых превышает длину половины базального членика усиков. Верхний край мезоплевр без опыленной полосы. Крылья ♂ черные с немного более светлой вершиной, у ♀ черные в базальной половине со светлой вершиной. Ерандриум гипопигия на вершине с обоих краев вытянут в узкий отросток. Базальный членик гонопод с несколькими длинными щетинками по нижнему краю; их дистальный членик узкий, на вершине изогнутый, почти не суживающийся.

Гипандриум довольно большой, с очень длинными крепкими щетинками по заднему и боковым краям *D. pilithorax* sp. n.

2 (1). Лицевая борода черная у ♂ и светлая у ♀. Среднеспинка в густых, прилегающих, коротких волосках. Верхний край мезоплевр с хорошо развитой опыленной полосой. Ерандриум гипопигия с коротким и широким отростком на вершине. Базальный членик гонопод снизу в коротких щетинках, их дистальный членик широкий, на вершине изогнутый, с сильно суженной вершиной. Крылья ♂ черные в базальной половине, со светлой вершиной, у ♀ светлые, в базальной части желтоватые. Гипандриум маленький, в коротких щетинках (фиг. 7) *D. atricapilla* Meig.



Фиг. 7. Гипопигий *Dioctria atricapilla* Meig; вид сбоку.

Գիշատիչների (Diptera, Asilidae) նոր տեսակներ Անդրկովկասից

1956—1959 թվականներին Անդրկովկասում հավաքած մատերիալի որոշման ընթացքում հայտնաբերված են նոր տեսակներ *Neomochtherus* Loew և *Dioctria* Meigen (Asilidae) սեռերից: Այս հոդվածում տրվում է դրանց նկարագրությունը, համեմատությունը հարակից տեսակների հետ (*Neomochtherus mundus* Loew և *Dioctria atricapilla* Meig.): հոդվածում ցույցադրվում են նկարագրած տեսակների հիմնական հատկանիշները:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ *Е. Энгель*, 1930. Asilidae. в: *Е. Лунднер*, Die Fliegen der palaarktischen Region. Stuttgart; 69—85; 336—362. ² *Е. Карл*, 1959. Beiträge zur Entomologie, Band 9, Nr 5/6: 619—680. ³ *Ф. Пюс*, 1954. Deutsche Entomologische Zeitschrift N. F. Band 1, Heft III (IV) V: 133—137.

С. М. Хнзорян

Три новых вида жесткокрылых из долины Аракса
(Insecta, Coleoptera)

(Представлено академиком АН Армянской ССР В. О. Гулканяном 18. IV 1960)

1. *Agrilus araxenus* Khnzorian sp. nov. Армянская ССР: Шатин (Ехегнадзорский р-н), на горных склонах, 16. VII 1950; там же, 11. VII 1959, тип; В. Карабахляр (Вединский р-н, Л. Антонова); НахАССР: Акулис, 29. V 1957 (Ордубадский р-н, Н. Н. Акрамовский). Тип в коллекциях Зоологического института АН Армянской ССР.

Тело и конечности металлически латунные, усики с зеленоватым блеском, у самца лоб красноватый, все тело покрыто светлыми волосками, кроме этого имеются снежно белые, легко стирающиеся чешуйки. На свежих экземплярах эти чешуйки заметны на переднеспинке (два боковых пятна, не достигающих переднего края, и одно маленькое срединное над щитком), на надкрыльях (две продольные полосы, кпереди и кзади сгущенные, по середине почти незаметные), на выступающем из под надкрылий снежно белом крае тергитов, на груди, особенно густые с боков, на тазиках ног и на брюшке (основание 1-го видимого стернита сбоку около тазиков и по два треугольных пятна на каждом из трех последних видимых стернитов). Длина 5—7 мм (фиг. 1).

Голова едва уже переднеспинки, глаза большие, почти достигают переднего края наличника, темя густо и грубо точечное на густо шагреневанном фоне, лоб со слабым поперечным вдавлением, кпереди слегка сужен, у самца с большим плоским вдавлением. Покровы покрыты мелкими рассеянными волосками и грубой ячеистой скульптурой, с морщинками в передней части. В передней части лба слабое продольное вдавление, его передний край отделен от наличника извилистым кантом. Наличник с резко изогнутым передним краем, морщинисто ячеистый, верхняя губа продольная, мелко морщинистая, верхние челюсти с крупной ячеистой точечностью, щеки покрыты густыми прилегающими волосками (фиг. 1, 2). Усики короткие, их три первых членика удлинненные, 1-й длиннее 2-го, этот последний длиннее 3-го. 3 первых членика по длине равны половине усика, последующие членики резко зубчатые, с острыми лопастями.

Переднеспинка в полтора раза шире длины, со слабо изогнутым боковым краем, передний край окаймлен, с бахромкой из густых

ресничек, задние углы прямые, остроконечные, с резким коротким, к концу изогнутым килем. Основание сильно изогнуто, с вырезкой по середине напротив щитка и по бокам напротив загибов надкрылий, по бокам край мелко зазубрен. Вдоль края от щитка до задних углов имеется гладкая блестящая кайма. Диск покрыт сетчатой структурой, настолько вытянутой в длину, что выглядит как сеть лирообразно расходящихся параллельных морщинок на почти гладком фоне; по бокам переднеспинки эта скульптура переходит в продольно ячеичную. На переднеспинке имеется три вдавления, покрытых белыми чешуйками и изображенных на нашем рисунке в виде белых пятен: одно маленькое, продольное над щитком и два довольно плоских боковых. Кроме этого, передняя треть переднеспинки отграничена дугообразным вдавлением, загибающимся к передним углам.

Щиток разделен поперек резкой складкой на две части. Передняя часть четырехугольная, в четыре раза шире длины, густо мелко



Фиг. 1. *Agrilus araxenus* Klnz.

1—вид сверху (самец); 2—голова спереди; 3—пенис.

шагренированная, задняя вдавлена, вытянута в узкую лопасть, довольно блестящая. Плечи выступающие, несут короткий киль вдоль бокового края. Надкрылья неровные, с большим продольным вдавлением вдоль приподнятого шва, суживающимся кзади. Лишь в этом вдавлении имеются чешуйки. Кроме этого все покровы покрыты короткими равномерно рассеянными волосками, на морщинисто чешуйчатом фоне. За плечами надкрылья сужены, кзади расширены, с вытянутыми вершинными лопастями, достигающими вершины брюшка. Боковой край надкрылий зазубрен, особенно сильно у вершины.

Переднегрудь спереди с отогнутым воротничком, передний край которого цельный, со слабым изгибом у середины. Выступ переднегруды узкий, резко сужен за передними тазиками в длинный треугольный шип. Ширина этого шипа у вершины в четыре раза меньше ширины выступа между тазиками. Боковой край выступа окаймлен по всей длине. Все покровы низа точечные и волосистые на шагренированном фоне. Анальный стернит простой у обоих полов. Ноги блестящие, покрыты рассеянными волосками. Коготки расщепленные у обоих полов, внутренний коготок заметно короче внешнего. Пенис (фиг. 1. 3) с волосистыми параметрами.

Этот вид занимает промежуточное место между *A. niveisignatus* Obenb. Из Средней Азии и *A. croceivestis* Mars. из Алжира. От этих и прочих родственных видов *A. araxenus* легко отличается морщинистой (а не ячеичной) скульптурой переднеспинки и формой вдавлений на ней. Габитуально похож на *niveisignatus*, но у этого послед-

него лоб покрыт густыми лучеобразно расположенными чешуйками. У *croseivestis* темя не шагреневанное.

Этот вид может рассматриваться как производное древнесредиземноморского вида, разбившегося впоследствии на ряд звеньев.

2. *Memptorrhynchus ripicola* Khnzorian gen. et sp. nov. АрмССР: Ехегнадзор у берега Арпы. 20. VII 1950; Ахлатян (Сисианский р-н), у берега Айригета, 18. VI 1958; найден во влажной глине у воды. Тип в коллекциях Зоологического ин-та АН АрмССР.

Род *Memptorrhynchus* gen. nov. Тип рода: *M. ripicola* sp. nov.

Тело короткое, покрыто плотно прилегающим сплошным покровом из круглых чешуек (как у рода *Vagous* Schönh.).

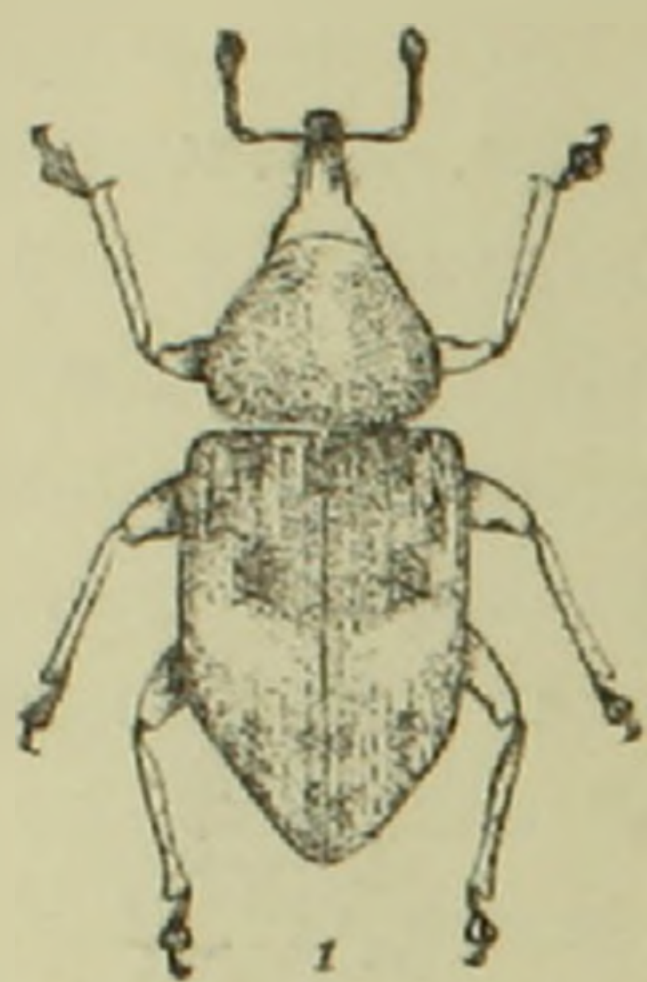
Хоботок короткий и толстый, короче переднеспинки, цилиндрический, к вершине не суженный, у основания загнут дугой, к вершине выпрямлен, без килей или бороздок, сверху уплощен, уплощение ограничено двумя тупыми кантами. Бока хоботка усажены длинными щетинками (не всегда заметными). Усиковые впадины глубокие, почти прямые, окантованы сверху и снизу; верхний кант направлен к верхнему краю глаза, которого не достигает. У глаз впадины кончаются округлым вдавлением, как бы загнуты перед глазами (рис. 2, 2). Глаза не выступают из контура головы, расположены на нижней части бокового ската, снизу сближены. Хоботок и лоб загибаются в одной плоскости (смотреть сбоку), не отделены друг от друга. Лоб шире основания хоботка, резко расширяется кзади. Усики прикреплены у середины хоботка, толстые, почти голые, их 1-й членик по длине равен жгутику, второй толще последующих, продольный, 3-й квадратный, следующие от 4-го до 7-го поперечные, дискообразные. 8-й конический, булава короткая, 3-члениковая.

Переднеспинка с закругленными боками, спереди с перетяжкой, ее передний край с заглазничными лопастями. Переднегрудь без вдавлений, спереди с глубокой вырезкой. Щиток маленький, трудно различимый. Надкрылья с выступающими плечами и тонкими цельными бороздками, с параллельным боковым краем, кзади вытянуты конически и сдавлены с боков. На непарных промежутках бороздок имеется по ряду щетинок. Передние тазики соприкасающиеся, средние отстоят друг от друга немного, а задние—значительно. Брюшко полностью прикрыто надкрыльями, к вершине конически сужено, край 2-го видимого стернита обрезан прямо. Бедра без зубца, голени без зубцов, бороздок или килей, вдоль внутреннего края зазубрены, у вершины снаружи округлены, снутри с острым вершинным зубцом. Лапки снизу волосистые, с широким 3-м члеником, который много шире соседних; этот членик цельный, с немного изогнутым передним краем, сверху кажется двухлопастным из-за глубокого продольного вдавления в передней половине. Последний членик лапок такой же длины, как и прочие, вместе взятые. Коготки простые, свободные.

Этот род принадлежит к трибе *Vagoini*, ближе всего стоит к роду *Hydropomus* Schönh., который тоже имеет простую переднегрудь.

От него отличается широким 3-м члеником лапок, коротко согнутым хоботком, местом прикрепления усиков, а также габитуально.

M. ripicola Khnz. sp. nov. Черный, голени и лапки красноватые, чешуйки грязно-белые, иногда частично затемнены и образуют на надкрыльях расплывчатый рисунок с более темным пятном около середины шва и более светлым за серединой на каждом надкрылье (фиг. 2, 1). Покровы обычно скрыты под земляной коркой. Все тело покрыто сплошным покровом из круглых, водонепроницаемых чешуек, голыми остаются лишь хоботок и низ головы. Верхняя уплощенная часть хоботка у основания морщинистая, обычно покрыта земля-



Фиг. 2. *Memptorhynchus ripicola* Khnz. 1—вид сверху; 2—голова сбоку.

ной коркой, верх хоботка точечный, точки расположены в два неправильных ряда, из них исходят щетинки. Усики иногда с осветленным основанием, почти голые. Переднеспинка грушевидной формы, с зернистыми покровами. Надкрылья с тонкими бороздками, промежутки которых, как и шов, совсем плоские, без следа кля. На 4-м промежутке чешуйки расположены в два ряда. Щетинки светлые, полуприлегающие, короткие, немногочисленные, часто заметны лишь по бокам и на скате надкрылий. Голени с прямым внешним и слабо двувыемчатым внутренним краем. Длина 3 мм.

3. *Bembidion* (*Peryphus*) *ordubadense* Khnzorian sp. nov. НахАССР: Насрваз (Ордубадский р-н), в старой штольне у подземного ручейка, 11. VIII 1957, на высоте около 2000 м над уровнем моря, 1 самка. Тип в коллекциях Зоологического ин-та Академии наук Армянской ССР.

Черный, верх со слабым металлически синеватым отливом, усики черно-бурые, их первый членик и основание двух последующих желтые, челюстные щупики желтые с затемненным предпоследним члеником, ноги желтые, кроме темно-бурых бедер, которые просвечивают красным. Надкрылья темно-бронзовые с четырьмя желтыми расплывчатыми пятнами, из них плечевые пятна треугольные, снутри отграничивают темное прищитковое пятно, сбоку достигают боковой каймы. Задние пятна С-образные, расположены вокруг задней дисковой поры, которая остается на темном фоне, не достигают ни бокового, ни заднего края. Низ и эпиплевры надкрыльев черные. Длина 5 мм. (фиг. 3).

Голова едва у́же переднеспинки, с большими выпуклыми глазами, виски явственные, немного длиннее, чем у *B. andreae* F. Лоб и наличник без точек, по бокам грубо и морщинисто шагреневированы, по середине почти гладкие, темя всюду густо шагреневировано. Вдоль переднего края наличника имеется слабое вдавление, покрытое густыми морщинистыми точками, его прямые передние углы лежат в скошенной плоскости, так что сверху наличник кажется закругленным

(фиг. 3, 2), передняя губа матовая, синеватая, очень густо шагреневанная. На лбу имеются обычные для этого рода щетинконосные поры, расположенные у самого края глаз. Лобные вдавления обычного для этого подрода типа.

Переднеспинка сердцевидная, на одну треть шире длины, с тонкой боковой каймой, слегка расширенной кзади. Основание в боковой трети скошено, задние углы прямые, остроконечные, от них отходит короткий тонкий киль (фиг. 3, 3). Весь диск переднеспинки явственно ячеично поперечно шагреневан, с продольной бороздкой, прерванной спереди и сзади. Вдоль основания кнутри от киля задних углов имеется вдавление, покрытое нежной морщинистой точечностью без явственно выделяющихся отдельных точек. У середины основной край гладкий. Щиток маленький, поперечный, овально-треугольный.

Плечи резкие. Надкрылья довольно плоские, покрыты густой поперечной шагреневкой, с точечными рядами, в передней трети третий ряд несет большую дисковую щетинконосную пору. Задняя дисковая пора расположена в третьем промежутке рядов. Первый точечный ряд цельный, вдавленный, 2-й почти цельный, затухает у самой вершины, 3-й доходит до 6-го, хорошо заметен за задней порой, 4-й сильно укорочен, 5-й и 7-й стерты в задней трети, но явственны у самой вершины и здесь несут по щетинконосной поре. В основной трети 7-й ряд лишь слегка нежнее 6-го. Вдоль бокового края у плеч имеется 4 щетинконосные поры, у задних бедер 2 сближенные щетинки, у вершины еще две.

Этот вид близок к *B. straussi* Net. и образует с ним маленькую группу, от всех прочих родственных видов отличающуюся шагреневанной переднеспинкой при пятнистых надкрыльях и светлых ногах. Друг от друга эти виды можно отличить следующим образом:

1 (2) Светлое плечевое пятно доходит до бокового края надкрылий. Лоб и наличник по середине почти гладкие. Внутренние три ряда точек на надкрыльях почти цельные, хорошо видны за задней щетинконосной порой. 7-я бороздка четкая. НахАССР.



Фиг. 3. *Bembidion ordubadense* Khns. sp. nov.
1—вид сверху; 2—наличник и верхняя губа сверху; 3—левая часть переднеспинки сверху.

1. *B. ordubadense* sp. nov.

2 (1) Светлое плечевое пятно не доходит до темного бокового края надкрылий. Лоб и наличник всюду явственно шагреневаны. Лишь пришовная бороздка надкрылий цельная, 2-й и 3-й точечные

ряды затухают за задней щетинконосной порой, 7-я бороздка почти стерта. Иран (Луристан)

2. *B. straussi* Net.

Кроме этого, у нового вида виски вероятно длиннее, чем у иранского.

Зоологический институт
Академии наук Армянской ССР

Ս. Մ. ԽՆԶՈՐՅԱՆ

Կարծրաթեվազորների (Insecta, Coleoptera) երեք նոր սեռակ Արաբիի հովտից

Այս հոգիվածում նկարագրված է ոսկերզեզի նոր տեսակ և երկարակնճիթների նոր սեռ ու տեսակ Հայաստանից:

1. *Agrilus araxenus* Khnz. sp. nov. Ոսկերզեզը գտնված է Հայաստանի Վեդու (Ղարաբաղլարի), Նդեգնաձորի (Շատին) շրջաններում և Նախիջևանի ԱՍՍՌ Օրդուրազի շրջանում:

Նրան կարելի է դիտել՝ Միջին Ասիայի *A. niveisignatus* Obenb. և Ալժիրից *A. croceivestis* Mars. հայտնի տեսակների միջև, որպես միջանկյալ օղակ: Կարելի է ենթադրել, որ այս տեսակներն առաջացել են հին միջերկրածովյան մի ընդհանուր նախորդից: Այս տեսակը վառ մետաղային բրոնզյա է սպիտակ բծերով, որոնք բաղկացած են սպիտակ թեփուկներից:

2. *Memptorrhynchus ripicola* gen. et spec. nov. երկարակնճիթը գտնված է Նդեգնաձորի մոտ Արփայի և Ախլաթյանի (Սիսիանի շրջան) մոտ Այրիգետի ափերին: Ըստ երկվունքին այս տեսակը զարգանում է ստորջրյա ցողունների վրա:

Նկարագրվող սեռը պատկանում է *Bagoini* տրիբին և ամենից շատ մոտիկ է կանոնադրած *Hydronomus* Schönh. սեռին, որից լավ տարբերվում է աղեղաձև կարճ կնճիթով և բղիկների աղոսի ուրիշ ձևով:

Այս տրիբի մյուս տեսակներից հեշտ է տարբերվում իրեն ծածկունքի՝ չթափանցող միմյանց կից կպած կլոր մոխրագույն թեփուկներով: Այս տեսակը լավ հիշեցնում է *Bagous* Schönh. սեռի տեսակներին և վարում է նման կենսակերպ:

3. Նախիջևանի ափտունում ԱՍՍՌ Օրդուրազի շրջանի Նասրվադ (հայկական) գյուղի շրջակայքում, լքված բովանցքում 2000 մ. բարձրության վրա ծովի մակարդակից հայտնաբերված է վազկան բզեզի նոր տեսակ *Bembidion (Peryphus) ordubadense* Khnz. sp. nov., որը մոտիկ է արևելյան Իրանից հայտնի *B. straussi* Net. տեսակին:

Այս երկու տեսակը այդ ենթառնի մյուս բոլոր տեսակներից տարբերվում են շագրենանման նախամեջքով, վերնաթևերի և ոտքերի տիրապիտող միակերպ գունավորմամբ: Նոր տեսակը իրանականից տարբերվում և նրանով, որ ուսարիծը հասնում է վերնաթև-վերի կողքային եզրին, ճակատի մեջտեղը համարյա հարթ է, վերնաթևերի աղոսները ավելի պարզորոշ են, ներքին աղոսները նկատելի են նաև հետին սկավառակային խողանակի անցքից հետո:

