

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Զ Ե Կ Ո Ւ Յ Ց Ն Ե Ր
Д О К Л А Д Ы

XV, № 1

1952

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ս. ԴԱՎԹՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ իսկական անդամ,
Ա. Լ. ԹԱԽՏԱԶՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ թղթակից անդամ,
Մ. Մ. ԼԵԲԵԴԵՎ (պատ. ԽՍՀՄ), Վ. Լ. ՀԱՄԲԱՐ-
ՋՈՒՄՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ իսկական անդամ (պատ. ԽՍՀՄ-
ԳԻՐ), Ա. Լ. ՄՆՋՈՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ թղթակից անդամ,
Ա. Գ. ՆԱԶԱՐՈՎ, ՀՍՍՐ ԳԱ թղթակից անդամ,
Մ. Գ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ իսկական անդամ:

Редакционная коллегия

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

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ 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

Ճիզիկա

52

Գ. Ս. Սահակյան—Ծայրահեղ ռեւոտիվիստական էլեկտրոնների արգելակումը պրոտոնների վրա 3

Առօրոճիզիկա

Բ. Ե. Մարգարյան—Օ-աստղասփյուռների վերանայված ցուցակ 11

Էլեկտրոսեյնիկա

Լ. Ա. Գրիգորյան—Կարգավորման սխեմաներում օգտագործվող մագնիսական ուժեղացույցների անցողիկ պրոցեսները 17

Ճիզիկակտն Բիմիա

Հ. Հ. Չալիկյան, Ե. Ն. Աբանասյան և Հ. Ս. Սարգսյան—Պերօքսիդների ու ամինների փոխազդեցության կինետիկան 23

Կենդանաբանություն

Ս. Կ. Իսւլ—Հայկական ՍՍՌ-ի համար նոր, ծայր հյուսիսի թռչունները և նրանց չվման ճանապարհի առաջացումը Սևանի վրայով 27

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Физика

- Г. С. Саакян*—Торможение крайне релятивистских электронов на протонах 3

Астрофизика

- Б. Е. Маркарян*—Пересмотренный список звездных ассоциаций типа O 11

Электротехника

- Л. А. Григорян*—Переходные процессы в магнитных усилителях, применяемых в схемах регулирования 17

Физическая химия

- О. А. Чалтыкян, Е. Н. Атанасян и А. С. Саркисян*—Кинетика реакций перекисей с аминами 23

Зоология

- С. К. Даль*—Новые для Армянской ССР птицы крайнего севера и происхождение их пролетного пути через Севан 27

Г. С. Саакян

Торможение крайне релятивистских электронов на протонах

(Представлено В. А. Амбарцумяном 10 X 1951)

1. Если электрон, энергия которого сравнима с энергией покоя протона или больше его, сталкиваясь с протоном, рассеивается под большим углом, то находящийся вначале в покое протон приобретет кинетическую энергию, сравнимую по своей величине с энергией покоя протона. Вследствие этого неправильно, как это делается обычно, считать массу протона бесконечной.

В таких процессах обе частицы после столкновения приобретут скорости, сравнимые со скоростью света, поэтому в их кулоновском взаимодействии необходимо принять во внимание эффект запаздывания. Кроме того, при вычислении вероятности тормозного излучения надо учесть, что протон, получив большое ускорение, также может излучать.

Целью этой работы является вычисление дифференциального поперечного сечения тормозного излучения электронов высокой энергии на протонах с учетом эффекта запаздывания и возможности излучения фотонов протонами.

Итак, нам предстоит решить следующую задачу: вычислить дифференциальное поперечное сечение процесса, при котором электрон и протон с импульсами, равными, соответственно, \vec{p} и $\vec{P}_0 = 0$, сталкиваясь переходят в конечное состояние с импульсами, равными, соответственно, \vec{p}' и \vec{P}' , и при этом излучается фотон с импульсом, равным \vec{K} .

Оператор энергии взаимодействия, вызывающий такой переход, равен

$$H = H^e + H^p + V, \quad (1)$$

где H^e — есть оператор энергии взаимодействия электрона с полем излучения

$$H^e = -e (\vec{x} \vec{A}); \quad (2)$$

$\vec{\alpha}$ — матричный вектор Дирака для электрона;

H^p — есть оператор энергии взаимодействия протона с полем излучения⁽¹⁾.

$$H^p = -e \left(\vec{\delta} \vec{A} \right) + i l \gamma (F_{23} \delta_2 \delta_3 + F_{31} \delta_3 \delta_1 + F_{12} \delta_1 \delta_2) - i \frac{l}{c} \gamma \left(\vec{\delta} \frac{\partial A}{\partial t} \right), \quad (3)$$

где γ и $\vec{\delta}$ — дираковские матрицы для протона, l — дополнительный магнитный момент протона, \vec{A} — вектор потенциального поля излучения, а F_{ik} — тензор электромагнитного поля. Наконец, V есть энергия кулоновского взаимодействия.

Описанный процесс совершается посредством шестнадцати различных основных цепочек переходов, вместо двух для тормозного излучения электронов на неподвижном кулоновском центре сил.

В самом деле, число цепочек, описывающих излучение электрона, учетверится благодаря учету запаздывающего взаимодействия, вследствие чего получится 8 основных цепочек, и, наконец, это число удвоится за счет излучения протона.

Обозначим через \vec{q} импульс, передаваемый протону. Тогда из законов сохранения энергии импульса

$$\begin{aligned} E_0 + W_0 &= E + W + K, \\ \vec{P}_0 + \vec{p}_0 &= \vec{P} + \vec{p} + \vec{K}, \end{aligned} \quad (4)$$

следует:

$$\vec{q} = \vec{P} - \vec{P}_0 = \vec{P} = \vec{p}_0 - \vec{p} - \vec{K}, \quad (5)$$

где через W_0 обозначена энергия начального состояния, а через W — энергия конечного состояния протона. Мы предполагаем, что протон вначале покоится, поэтому $W_0 = M$, где M есть энергия покоя протона. E_0 и E — энергии начального и конечного состояний электрона, а K — энергия фотона.

Последние два слагаемых в (3) изображают оператор энергии взаимодействия сверхспинового магнитного момента протона с полем излучения. Вероятность перехода, обусловленная этим оператором, значительно меньше вероятности того же перехода, обусловленного первым членом в (3)⁽²⁾; поэтому ниже мы не учитываем эти слагаемые и принимаем за оператор взаимодействия протона с полем излучения выражение

$$H^p = -e \left(\vec{\delta} \vec{A} \right). \quad (3)$$

2. Как было указано выше, переход из начального состояния в конечное совершается посредством шестнадцати цепочек. Но нетрудно понять, что из них существенны только те, в которых излучателем фотона K является электрон, тогда как цепочки, в которых

излучателем фотона K является протон, не играют никакой роли в рассматриваемом процессе. К такому заключению можно прийти и из классического рассмотрения вопроса. Действительно, согласно классической теории количество лучистой энергии, излученной ускоренной заряженной частицей, пропорционально квадрату ускорения, и следовательно, при заданном кулоновском притяжении между электроном и протоном, оно обратно пропорционально квадрату масс каждой из этих частиц. Поэтому количество лучистой энергии, излученной протоном, будет примерно в $\frac{M^2}{\mu^2}$ раз меньше (μ —энергия покоя электрона), чем излучение электрона.

В правильности приведенных доводов мы убедились и непосредственным квантомеханическим расчетом. При вычислении вероятности перехода появятся и интерференционные члены, т. е. члены, где будут присутствовать матричные элементы, соответствующие излучению и электрона и протона.

Эти члены будут примерно в $\frac{M}{\mu}$ раз меньше по сравнению с членами, описывающими лишь излучение электрона. На основании приведенных рассуждений излучение протона не будем учитывать.

Матричные элементы энергии взаимодействия электрона и протона с полем излучения равны, соответственно (3):

$$H_{mn}^e = e \sqrt{\frac{2\pi h^2 c^2}{K}} (U_m^x \alpha_k U_n); \quad H_{mn}^p = -e \sqrt{\frac{2\pi h^2 c^2}{K}} (\psi_m^x \delta_k \psi_n), \quad (6)$$

где α_k и δ_k — компоненты матричных векторов $\vec{\alpha}$ и $\vec{\delta}$ на направлении поляризации фотона; U и ψ — дираковские амплитуды, соответственно, для электрона и протона*. Матричный элемент кулоновского взаимодействия определяется формулой (3):

$$V_{mn} = \frac{4\pi^2 h^2 c^2 e^2}{q^2} (U_m^x U_n) (\psi_m^x \psi_n). \quad (7)$$

Используя (6) и (7), получим общий матричный элемент перехода из начального состояния в конечное

$$\begin{aligned} H_{AF} = & -e^3 \sqrt{\frac{2\pi h^2 c^2}{K}} \cdot \frac{4\pi^2 h^2 c^2}{q^2} \sum \left\{ \frac{(U_0^x \alpha_k U_1) (U_1^x U) (\psi_0^x \psi)}{E_0 - E_1 - K} + \right. \\ & + \frac{(U_0^x U_2) (U_2^x \alpha_k U) (\psi_0^x \psi)}{E + K - E_2} + \frac{q}{2} S_q \left[\frac{(U_0^x \alpha_k U_1) (U_1^x \alpha_q U) (\psi_0^x \delta_q \psi)}{(E_0 - K - E_1)(W - W_0 - q)} + \right. \\ & + \frac{(U_0^x \alpha_k U_1) (\psi_0^x \delta_q \psi) (U_1^x \alpha_q U)}{(E_0 - K - E_1)(E - E_1 - q)} + \frac{(U_0^x \alpha_q U_2) (U_2^x \alpha_k U) (\psi_0^x \delta_q \psi)}{(E_0 - E_2 - q)(W - W_0 - q)} + \\ & + \frac{(\psi_0^x \delta_q \psi) (U_0^x \alpha_k U_1) (U_1^x \alpha_q U)}{(W_0 - W - q)(E - E_1 - q)} + \frac{(U_0^x \alpha_q U_2) (\psi_0^x \delta_q \psi) (U_2^x \alpha_k U)}{(E_0 - E_2 - q)(E + K - E_2)} + \\ & \left. \left. + \frac{(\psi_0^x \delta_q \psi) (U_0^x \alpha_q U_2) (U_2^x \alpha_k U)}{(W_0 - W - q)(E + K - E_2)} \right] \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

* Здесь и в дальнейших формулах под h подразумевается постоянная Планка, деленная на 2π .

где α и δ с индексами означают компоненты матричных векторов $\vec{\alpha}$ и $\vec{\delta}$ на направлении поляризации фотонов \vec{K} и \vec{q} ; S_q — означает суммирование по обоим направлениям поляризации виртуального фотона q , осуществляющего запаздывающее взаимодействие; Σ — означает суммирование по всем четырем промежуточным состояниям электрона с одним и тем же импульсом $\vec{p}_1 = \vec{p}_0 - \vec{K}$ или $\vec{p}_2 = \vec{p} + \vec{K} = \vec{p}_0 - \vec{q}$; E_0, E_1, E_2, E и W_0, W_1, W_2, W — означают энергии электрона и протона, соответственно, для начального, промежуточных и конечного состояний.

После суммирования по поляризациям обменных квантов и по всем промежуточным состояниям электрона получим:

$$H_{AF} = -e^3 \sqrt{\frac{2\pi h^2 c^2}{K} \frac{4\pi^2 h^2 c^2}{N}} \left\{ \left[\frac{(U_0^x \alpha_k K_1 U)}{(E_0 - K)^2 - E_1^2} + \frac{(U_0^x K_2 \alpha_k U)}{(E + K)^2 - E_2^2} \right] (\psi_0^x \psi) - \left[\frac{(U_0^x \alpha_k K_1 \vec{\alpha} U)}{(E_0 - K)^2 - E_1^2} + \frac{(U_0^x \vec{\alpha} K_2 \alpha_k U)}{(E + K)^2 - E_2^2} \right] (\psi_0^x \vec{\delta} \psi) \right\}, \quad (9)$$

где

$$N = (\vec{p}_0 - \vec{p})^2 - (W_0 - W)^2 = q^2 - (W - M)^2, \\ K_1 = E_0 - K + H_1 = E_0 - K + (\vec{\alpha} \vec{p}_0) - (\vec{\alpha} \vec{K}) + \mu\beta, \\ K_2 = E + K + H_2 = E + K + (\vec{\alpha} \vec{p}) + (\vec{\alpha} \vec{K}) + \mu\beta. \quad (10)$$

Вероятность перехода в единицу времени определяется формулой:

$$\omega = \frac{2\pi}{h} |H_{AF}|^2 \rho_F, \quad (11)$$

где ρ_F — плотность числа конечных состояний. Учитывая (4), нетрудно определить ρ_F :

$$\rho_F = A \cdot \frac{K^2 d K p E}{(2\pi h c)^6} d\Omega \cdot d\Omega_k, \quad (12)$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла, в который отклоняется электрон; $d\Omega_k$ — элемент телесного угла, внутри которого движется фотон.

A — некоторый множитель порядка единицы

$$A = \left[1 + \frac{p + K \cos \vartheta - p_0 (\cos \vartheta \cdot \cos \vartheta_0 + \sin \vartheta \cdot \sin \vartheta_0 \cdot \cos \varphi)}{W \cdot \frac{p}{E}} \right]^{-1} = \\ = \left[1 + \frac{E + K \cos \vartheta - E_0 (\cos \vartheta \cdot \cos \vartheta_0 + \sin \vartheta_0 \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \varphi)}{W} \right]^{-1}. \quad (13)$$

Углы считаются от направления распространения фотона.

Так, ϑ есть угол между векторами \vec{K} и \vec{p} ; ϑ_0 — между \vec{K} и \vec{p}_0 и φ — угол между плоскостями (\vec{p}, \vec{K}) и (\vec{p}_0, \vec{K}) .

Для малых углов ϑ и ϑ_0 , а также при малых энергиях E_0 , но для любых углов, $A = 1$. При больших углах $A \approx \frac{W}{M+E_0} < 1$, так, например, при $\vartheta_0 = \frac{\pi}{2}$ и $\vartheta = 0$.

$$A = \left(1 + \frac{E+K}{W}\right)^{-1} = \frac{W}{M+E_0}.$$

Как видно из последнего выражения, численное значение A всегда порядка единицы.

Из (9), (11), (12) общеизвестным способом находим дифференциальное поперечное сечение

$$\begin{aligned} d\Phi = & \frac{e^6}{4\pi \cdot hc} A \cdot \frac{p}{p_0} \frac{M+W}{WN^2} \cdot \frac{dK}{K} \sin\vartheta \cdot \sin\vartheta_0 d\vartheta d\vartheta_0 d\varphi \left[\frac{p^2 \sin^2\vartheta}{U^2} [(E_0+E+K)^2 - \right. \\ & \left. - P^2] + \frac{p_0^2 \sin^2\vartheta_0}{U_0^2} [(E_0+E-K)^2 - P^2] - \frac{2pp_0 \sin\vartheta \cdot \sin\vartheta_0 \cdot \cos\varphi}{U \cdot U_0} [4EE_0 - P^2 + \right. \\ & \left. + K^2 + (E_0-E)^2] + 2K^2 \frac{p^2 \sin^2\vartheta + p_0^2 \sin^2\vartheta_0}{UU_0} \right] + \frac{2p^2 \sin^2\vartheta}{U^2} \left\{ \frac{W-M}{W+M} [3EE_0 + \right. \\ & \left. + 3E_0K - (\vec{p}\vec{p}_0) - Kp_0 \cos\vartheta_0 - 3\mu^2] - 2 \frac{E_0(\vec{p}\vec{P}) + (E_0+K)(\vec{p}_0\vec{P}) + E_0KP \cos\alpha}{M+W} \right\} + \\ & + \frac{2p_0^2 \sin^2\vartheta_0}{U_0^2} \left\{ \frac{W-M}{W+M} [3EE_0 - 3EK - (\vec{p}\vec{p}_0) + pK \cos\vartheta - 3\mu^2] - \right. \\ & \left. - 2 \frac{E(\vec{p}_0\vec{P}) + (E_0-K)(\vec{p}\vec{P}) - EKP \cos\alpha}{M+W} \right\} + \\ & + \frac{4pp_0 \sin\vartheta \cdot \sin\vartheta_0 \cdot \cos\varphi}{UU_0} \left\{ \frac{(2E+K)(\vec{p}_0\vec{P}) + (2E_0-K)(\vec{p}\vec{P}) + K(E_0-E)P \cos\alpha}{M+W} - \right. \\ & \left. - \frac{W-M}{W+M} [3EE_0 - (\vec{p}\vec{p}_0) + K(E_0-E) - 3\mu^2] \right\} + \\ & + \frac{2K}{U} \left\{ \frac{W-M}{W+M} [3E_0K - Kp \cos\vartheta_0 - p^2 \cdot \sin^2\vartheta - 2pp_0 \sin\vartheta \cdot \sin\vartheta_0 \cdot \cos\varphi] - \right. \\ & \left. - 2 \frac{(2E+E_0) [(\vec{p}\vec{P}) - pP \cos\vartheta \cdot \cos\alpha] + KE_0P \cos\alpha + K(\vec{p}_0\vec{P})}{M+W} \right\} + \\ & + \frac{2K}{U_0} \left\{ \frac{W-M}{M+W} [3EK - Kp \cos\vartheta + p_0^2 \sin^2\vartheta_0 + 2pp_0 \sin\vartheta \cdot \sin\vartheta_0 \cdot \cos\varphi + \right. \\ & \left. + 2 \frac{(2E_0+E) [(\vec{p}_0\vec{P}) - p_0P \cos\vartheta_0 \cdot \cos\alpha] - KEP \cos\alpha - K(\vec{p}\vec{P})}{M+W} \right\} + \\ & + \frac{4K^2\mu^2}{UU_0} \left\{ \frac{2P \cos\alpha}{M+W} - \frac{W-M}{W+M} \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\text{где } U = E - p \cos \vartheta; \quad U_0 = E_0 - p_0 \cos \vartheta_0,$$

α есть угол между векторами \vec{P} и \vec{K} , а

$$P^2 = p_0^2 + p^2 + K^2 - 2p_0K \cos \vartheta_0 + 2pK \cos \vartheta - 2pp_0(\cos \vartheta \cdot \cos \vartheta_0 + \sin \vartheta \cdot \sin \vartheta_0 \cdot \cos \varphi).$$

3. Если в (14) положить $P = 0$ (что равносильно предположению $M = \infty$), то в фигурных скобках останутся только первые четыре слагаемых, а остальные исчезнут; и если учесть, что в этом случае закон сохранения энергии напишется в виде $E_0 = E + K$, то эта формула точно совпадает с формулой Бете-Гейтлера⁽³⁾. Все остальные слагаемые в фигурных скобках, начиная с пятого до последнего, своим происхождением обязаны эффекту запаздывания. Если $P \ll M$ (что при больших ϑ_0 имеет место, если $E_0 \ll M$), то учет движения протона можно выразить в виде поправки к известному сечению $d\Phi_0$ ($d\Phi_0$ — есть дифференциальное поперечное сечение для протона с $M = \infty$); эта поправка будет порядка

$$\frac{P^2}{2ME_0} \cdot d\Phi_0 \ll d\Phi_0.$$

При больших отбоях \vec{P} протона, т. е. $P \gtrsim M$ дифференциальное сечение $d\Phi$ отличается от $d\Phi_0$, и это отличие обусловлено не только эффектом запаздывания, но и множителем $\frac{M+W}{2W}$ (появление которого обусловлено законом сохранения энергии: $E_0 + M = E + W + K$).

Этот множитель удовлетворяет неравенству: $0,5 \leq \frac{M+W}{2W} \leq 1$, причем он стремится к своему нижнему пределу при $M \ll W$, а к верхнему при $P = 0$ (т. е. при $E_0 = E + K$, что равносильно $M = \infty$).

При заданном K переданный протону наименьший импульс определяется формулой⁽⁴⁾:

$$P_{\min} = \sqrt{E_0^2 + K^2 - 2E_0K \cos \vartheta_0} - E. \quad (15)$$

При малых углах $P_{\min} \approx E_0 - K - E$ очень мало и (14) совпадает с сечением для протона с $M = \infty$; наоборот, при больших углах ϑ_0 , если $E_0 \gtrsim M$, обязательно нужно учесть конечную величину массы протона. Так, например, при $E_0 \gtrsim M$ и $\vartheta_0 = \frac{\pi}{2}$

$$P_{\min} = \sqrt{E_0^2 + K^2} - E$$

и может оказаться по своей величине сравнимой или даже больше M ; тогда мы уже не имеем права пользоваться формулой Бете-Гейтлера, и вступает в силу формула (14), которая, таким образом, имеет смысл только для больших углов рассеяния электронов.

Ясно, что полное поперечное сечение тормозного излучения совершенно не изменится. Это связано с тем, что полное попереч-

ное сечение образуется в основном за счет малых углов рассеяния электрона (т. е. за счет параметров удара больших, чем радиус ядра), тогда как вклад больших углов рассеяния в полное поперечное сечение ничтожно мал.

Несколько слов относительно тормозного излучения электронов очень высокой энергии на ядрах. При энергиях фотонов

$$K \gg \frac{hc}{R},$$

где R — радиус ядра, торможение электронов происходит не в поле всего ядра, как целого, а на отдельных протонах (и отчасти на нейтронах), составляющих его (4). При этом электрон и фотон вылетают под большими углами $\left(\vartheta_0 \sim \frac{\pi}{2}; \vartheta \sim 0 \right)$. Причиной этого является

то, что эффективный параметр удара в таких процессах меньше радиуса ядра. Поэтому соответствующую формулу для ядер можно получить из (14), если умножить ее на Z .

Вышеизложенное относится и к вопросу рождения пар электрон-позитрон фотонами очень высокой энергии ($K \geq M$).

Дифференциальное поперечное сечение этого процесса, когда и электрон и позитрон вылетают под большим углом относительно направления распространения фотона, нетрудно получить из (14), если в ней произвести замены (3).

$$\vartheta = \pi - \vartheta_+; \quad \vartheta_0 = \vartheta_-; \quad \varphi = \varphi_+ - \pi; \quad E = -E_+; \quad p_0 = p_-; \quad p = p_+,$$

где величины со знаком плюс относятся к позитрону, а со знаком минус — к электрону, и кроме того умножить ее на

$$\frac{p_-^2 \cdot dE + \left(\frac{\partial E_F}{\partial E} \right)_K \cdot \left(\frac{\partial E_+}{\partial E_F} \right)_{E_-}}{K^2 dK}$$

В заключение выражаю благодарность Г. М. Гарибяну за ценное обсуждение настоящей работы.

Ереванский Гос. Университет
им. В. М. Молотова

Գ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

ՆՊԱՅՐԱԻՆԻՂ ԱՆԼՈՒՄԻՐՈՏԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԽՐԳԵԼԱԿՈՒՄՔ ԱՐՈՏՈՑՆԵՐԻ ՎՐՄ

Էլեկտրոնների արգելակման ճառագայթման հավանականությունը հաշվելիս, սովորաբար միջուկի մասսան հնթադրվում է անվերջ մեծ: Այսպիսի մոտեցումը ճիշտ է, եթե մեզ հետաքրքրում է էլեկտրոնների ցրումը միայն փոքր անկյունների տակ և պրոցեսի լրիվ ընդլայնական հորվածքը: Այդ մոտեցումը կղաղարի ճիշտ լինելուց, եթե էլեկտրոնները, որոնց էներգիան $E_0 \geq M$ (որակա M -ը պրոտոնի հանգստի էներգիան է), ցրվում են մեծ անկյունների տակ: Այդպիսի պրոցեսներում սկզբում հանգստացող պրոտոնը կարող է ձեռք բերել մեծ կինետիկ էներգիա և հնարավորություն կունենա ճառագայթել

Ֆոտոններ: Բացի դրանից պրոտոնի և էլեկտրոնի կուլոնյան փոխազդեցությունը հաշվե-
լիս պետք է օգտագործել ուշացող պոտենցիալները: Այս աշխատանքում ուսումնասիրված
է էլեկտրոնների արգելակման ճառագայթումը, երբ նրանք պրոտոնների և միջուկների
կողմից ցրվում են մեծ անկյունների տակ: հաշվի է առնված պրոտոնի շարժումը և ու-
շացման երևույթը մասնիկների կուլոնյան փոխազդեցության մեջ: Գիֆերենցիայի ընդլայ-
նական կտրվածքի համար դուրս է բերված մի նոր բանաձև՝ (14): Ցույց է տրված, որ
պրոտոնի ճառագայթման հավանականությունը շատ փոքր է համեմատած էլեկտրոնների
ճառագայթման հավանականության հետ և այդ պատճառով կարելի է այն արհամարել:

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

¹ В. Паули. Релятивистская теория элементарных частиц. ИЛ, 1947. ² Н. Н. Ко-
лесников, Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ, 20, 579, 1950. ³ В. Гейтлер, Квантовая теория
излучения. М, 1940. ⁴ Г. С. Саакян, Диссертация, ФИАН, 1949.

Б. Е. Маркарян

Пересмотренный список звездных ассоциаций типа O

(Представлено В. А. Амбарцумяном 3 VII 1952)

Звездные ассоциации привлекли внимание многих исследователей, часто пользующихся их предварительным списком, опубликованным в 1949 г. (¹), который в настоящее время уже нуждается в дополнении и ряде уточнений. Поскольку опубликование каталога членов звездных ассоциаций с подробными о них данными несколько задерживается, мы нашли целесообразным опубликовать пересмотренный список O-ассоциаций с некоторыми наиболее важными сведениями о них.

Дополнение и уточнение предварительного списка произведены на основании результатов наблюдений, произведенных на Бюраканской обсерватории, и на основании исследования распределения почти всех до сих пор выявленных ранних звезд, обладающих светимостью не менее светимости звезд типа B2V. Таким образом, в это исследование вошли все звезды типов W, O, B0—B2 и сверхгиганты более поздних типов. При этом число рассмотренных ранних звезд доходило до 2.4 тысячи, из коих для 1.5 тысяч известны спектральные подтипы (для части этих звезд одновременно известен и класс светимости). Для звезд с известными подтипами были определены расстояния с довольно надежным учетом межзвездного поглощения, основанным, главным образом, на фотоэлектрических наблюдениях. Остальные звезды (для которых известен только нижний предел светимости— 3^m) играли лишь вспомогательную роль.

Особенно тщательно было рассмотрено влияние межзвездного поглощения на видимое распределение совокупности ранних звезд на протяжении всего галактического пояса. Для этой цели, наряду с многочисленными данными об избытках цвета звезд, дающими возможность получения сведений о величине поглощения света в межзвездном пространстве на различных направлениях и расстояниях, было рассмотрено и распределение входящих в каталоги темных туманностей, а также распределение по небу всех долгопериодических цефеид и открытых звездных скоплений.

Исследование распределения такого большого количества разнородных объектов полностью подтвердило, что наблюдаемые значительные флюктуации в распределении ранних звезд ни в коем случае нельзя объяснить влиянием межзвездной темной материи. Основным фактором, обуславливающим эти флюктуации, является сама природа пространственного распределения ранних звезд, заключающаяся в том, что эти звезды в пространстве распределены отнюдь не равномерно, что они, группируясь в различных частях пространства, образуют системы-ассоциации, понятие о которых впервые ввел в науку В. А. Амбарцумян⁽²⁾. Наряду с этим наше исследование в полной мере подтвердило реальность почти всех свойств, указанных ранее для звездных ассоциаций и позволило дополнить и уточнить предварительный список О-ассоциаций. Пересмотренный список мы и приводим в нижеследующей таблице.

В столбцах этой таблицы приведены следующие данные.

1. Порядковый номер.
2. Название ассоциации по имени созвездия, куда она в основном входит.
- 3.) } Приближенные экваториальные координаты центра ассоциации.
- 4.) }
- 5.) } Границы области на небе занимаемой ассоциацией (в системе
- 6.) } галактических координат).
7. Количество вероятных членов ассоциации из числа наиболее ранних звезд (для которых известны спектральные подтипы и которые обладают светимостью не ниже светимости звезд В2V), попадающих в область, указанную для данной ассоциации.
- 8.) } Вероятный истинный модуль расстояния ассоциации и средне-
- 9.) } квадратичное отклонение, исправленных за поглощение модулей расстояний отдельных членов ассоциации от этой величины.
10. Линейные размеры проекции ассоциации на небе.
11. Через „Т“ отмечается наличие в ассоциации одной или нескольких газовых туманностей.
12. Наименование открытых звездных скоплений, входящих в состав данной ассоциации. Часть этих скоплений не входит в опубликованный нами список скоплений типа О⁽⁵⁾, так как тип для некоторых из них был определен позже, а некоторые скопления принадлежат к подтипу В1, то есть к типу скоплений, главная последовательность которых начинается от звезд подтипов В1—В2.

Скопления Б3, Б4, Б5 в вышеупомянутом списке О скоплений имеют, соответственно, следующие порядковые номера: 50, 6 и 38, а скопления Б1 и Б2 описаны в работе, посвященной ассоциации Лебедя⁽⁶⁾.

В список включены 25 ассоциаций. Реальность 19 из них (приведенных в первой части таблицы) не подлежит почти никакому сомнению, а реальность остальных 6 ассоциаций (приведенных во второй части таблицы) нуждается в дополнительной проверке. Следовательно, дополнительной проверки требует значительная часть

Список звездных ассоциаций типа O

№	Название ассоциации	α	δ	l	b	n	m_0-M	σ_{m_0-M}	Размеры		NGC
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	Кассиопея I	1 ^h 02 ^m	+61.°0	91°—93.°5	-2° —(0°)	28	12 ^m .2	±0.60	120		366
2	Персей I	2 14	+56.7	99,6 105.6	-6 0	75	10.9	0.49	150		869.884
3	Кассиопея VI	2 45	+60.0	102 110.5	-1.5 + 6	27	9.5	0.48	120×80	T	IC 1805, IC 1848, Б4
4*	Персей II	3 45	+33.3	124 132	-17 -12	12	7.3	0.33	50×30	(T)	(IC348)
5	Возничий	5 21	+34.7	137 143	-1 + 4	15	9.7	0.56	90×80	T	(1893, 1960)
6	Орион	5 30	- 3.0	161 182	-25 -10	31	7.9	0.60	140×50	T	Трапеция, Пояс и λ Ориона, 1981
7	Близнецов	6 07	+22.0	155 160	+ 1 + 5	16	10.1	0.60	90×70	T	2175, (2129)
8	Единорог II	6 28	+ 5.0	170 176	-1.8 +2.3	18	10.4	0.50	120×80	T	2244
9	Большой Пес	7 01	-10.5	190 194	-2 + 2	11	9.9	0.46	70	T	2353
10**	Корма	7 52	-28.0	210 214	0 + 3	40	12.0		170×130	T	2467
11	Киль	10 41	-59.2	251 260	-2 + 2	84	10.2	0.54	170×80	T	3293, Tr 14, Tr 15, Tr 16, 3772, (3601)
12***	Центавр	13 00	-61.2	269 275.5	-2.5 +3.5	57	10.3	0.69	120		4155, Tr 21, (4463, 4609, 4815)
13	Скорпион	16 47	-41.6	310 313	(-1) +2	29	10.5	0.68	(60)	(T)	6231, Tr 24
14	Стрелец I	18 02	-21.3	332 342	-4 0	52	9.9	0.34	160×70	T	6514, 6530, 6531, Б5
15	Стрелец II	18 15	-15.0	342 347	-3 0	17	10.9	0.33	130×80	T	6611, (6618)
16	Лебедь	20 14	+37.7	40 47	(-1.5) +2.5	85	10.4	0.50	150×(80)	T	6871, Б1, Б2, 6883, IC 4996, 6910, 6913
17	Цефей II	21 40	+59.5	66 72.5	+1.4 +8.4	29	9.0	0.44	80×70	T	Tr 37, 7160
18	Кассиопея II	23 12	+60.0	78 80	-1.5 +1.5	(30)	(12.0)		(130)	T	7510, Б3
19	Кассиопея V	23 50	+61.0	82 84.5	-2.5 +0.5	(35)	(11.0)		(100)		7788, 7790, H21

Вероятные ассоциации типа O

1	Единорог I	6 30	+10	164 178	-1 +4	14	8.7	0,37	130×100	T	2264
2	Парус	8 45	-45	230 236	-2 +2	40	10.8		140×100		2659
3	Жерт.-Норма	16 34	-47	303 309	-4 +2	20	8.5		60	T	6169, 6193
4	Стрелец III	18 12	-12	342 348	-3 +2	20	8.5	0,56	50		6604
5	Цефей-Ящер.	22 13	+54	67 71	-4 0	65	11.2		120	T	7226, 7235, 1245
6	Цефей II	22 47	+57	73 77	-3 0	48	11.6		150	T	7380

* Только для этой ассоциации в число вероятных членов нами включены и звезды подтипа B3, поскольку в этом случае их удастся уверенно отделить по их движениям от звезд фона. Она была обнаружена и изучена со стороны Блау(3).

** Эту ассоциацию обнаружил и изучил Мюнх (4).

*** Возможно, что в указанной для этой ассоциации области проектируются друг на друга две ассоциации, лежащие в одном и том же направлении, но находящиеся на несколько отличных друг от друга расстояниях.

приведенных для этих шести ассоциаций данных, так же, как и те данные о первых 19 ассоциациях, которые взяты в скобки.

Из предварительного списка в этот список не вошли ассоциации, имеющие следующие порядковые номера: 1, 2, 10 и 16, так как реальность первых трех из них находится под большим сомнением. Что касается последней, то она находится в Щите и является ассоциацией типа А, она связана с богатым А скоплением М11. В этот список не вошла также известная В-ассоциация Скорпиона—Центавра, известная под названием потока Скорпиона—Центавра. Эта группа ранних звезд не содержит в себе звезд типов О и В0, а также стационарных звезд, являющихся весьма характерными объектами для О-ассоциаций.

Следует заметить, что в полосе М. П. помимо областей звездных ассоциаций, отличающихся вообще заметным сгущением ранних звезд, имеется и ряд других областей, обладающих повышенной видимой плотностью этих же звезд. Анализ данных, касающихся звезд некоторых из этих областей, показывает, что несколько повышенная видимая плотность в них обязана эффекту проекции. А в некоторых областях данные о звездах и о межзвездной поглощающей свет темной материи, которая, вообще говоря, заметно затрудняет выявление ассоциаций (их членов, ядер, границ и расстояний), ненадежны или вовсе отсутствуют, так что трудно выяснить природу звездных групп в этих областях. Так, например, вокруг скопления NGC 2262, повидимому, имеется звездная ассоциация, однако, недостаток данных не позволил включить ее в наш список.

Поэтому и „пересмотренный“ список звездных ассоциаций еще не может претендовать на полноту, а также на высокую точность всех приводимых в нем данных. По мере накопления новых наблюдательных данных и усовершенствования методов их анализа список и данные о звездных ассоциациях будут пополняться и уточняться.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Բ. Ե. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ

Օ-աստղասփյուռների վերանայված ցուցակ

Գալակտիկայի գոտում դիտվող ջերմ հսկաների բաշխման ընդհանուր ուսումնասիրության, ինչպես նաև կլանող նյութի բաշխման վերաբերյալ եղած տվյալների հիման վրա լրակատար հաստատվում է, որ ջերմ հսկաների տարածական բաշխման գլխավոր առանձնահատկություններից մեկն է Օ-աստղասփյուռների գոյությունը: Ուսումնասիրությունը կրկին անգամ հաստատեց աստղասփյուռների այն հատկությունները, որոնք ներգրաված են եղել 1948—1950 թթ. Վ. Համբարձումյանի կողմից: Ներկա ուսումնասիրության հիման վրա վերանայված և ճշտված է աստղասփյուռների ցուցակը (տես աղյուսակը): Վեց աստղասփյուռներ, որոնք բերված են ցուցակի երկրորդ մասում, պետք է դիտվեն որպես հավանական: Նրանց մասին եղած տվյալները ենթակա են հետագա ճշտման:

NGC 2262 աստղակույտի շուրջը գոյութուն ունի ջերմ հսկաների թույլ խմբա-
վորում: Բայց մենք չենք մտցրել այն աստղասփյուռների ցուցակի մեջ, սպասելով նոր
տվյալների այդ տիրույթի աստղերի մասին:

Ցուցակի մեջ չեն մտել B-աստղասփյուռներ, օրինակ՝ կարիճ—կենտավրի հայտնի
աստղահոսքը, որը իրենից ներկայացնում է B-աստղասփյուռ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ В. А. Амбарцумян, ДАН СССР 68, 21, 1949. ² А. Блау, ВАН, XI, 405, 1952. ³ Л. Мюнх. Astr. J., 56, 178, 1951. ⁴ В. А. Амбарцумян, Астр. журн., 26, № 1, 1949. ⁵ Б. Е. Маркарян, Сооб. Бюр. обсерв. IX, 1951. ⁶ В. А. Амбарцумян и Б. Е. Маркарян, Сооб. Бюр. обсерв., II, 1949.

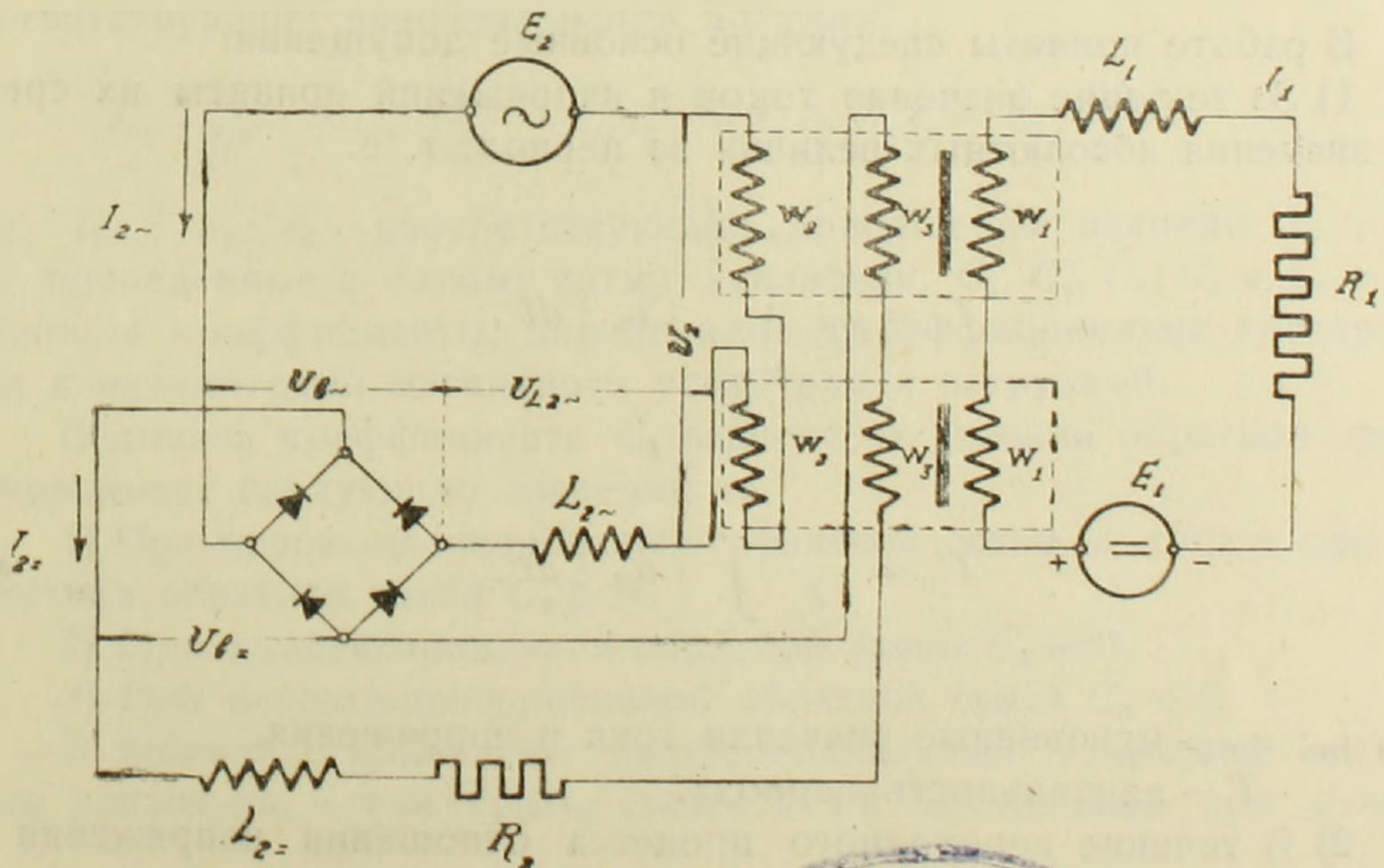
Л. А. Григорян

Переходные процессы в магнитных усилителях, применяемых в схемах регулирования

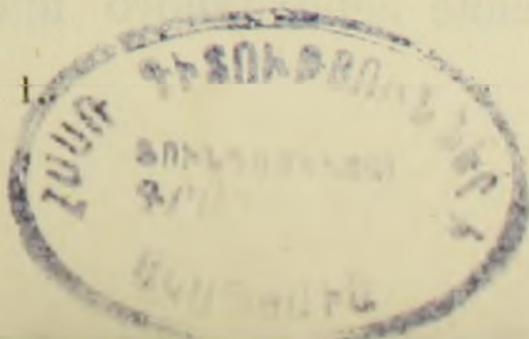
(Представлено А. Г. Иосифьяном 12 II 1952)

В современной практике анализ переходных процессов в регуляторах, содержащих магнитные усилители, работающие на индуктивную нагрузку, включенную за выпрямителем, сталкивается с серьезными затруднениями. Одной из причин этих затруднений является то обстоятельство, что до сего времени фактически не было установлено, какими структурными схемами можно представить указанный магнитный усилитель при малых колебаниях возмущающей силы (1, 2, 3, 4, 5).

Ниже предлагается метод определения видов и параметров структурных схем магнитных усилителей с обратной связью, для наиболее общего случая, когда имеется индуктивность в цепи управления и в рабочей цепи, как со стороны переменного тока, так и со стороны выпрямленного тока выпрямителя (фиг. 1).



Фиг. 1

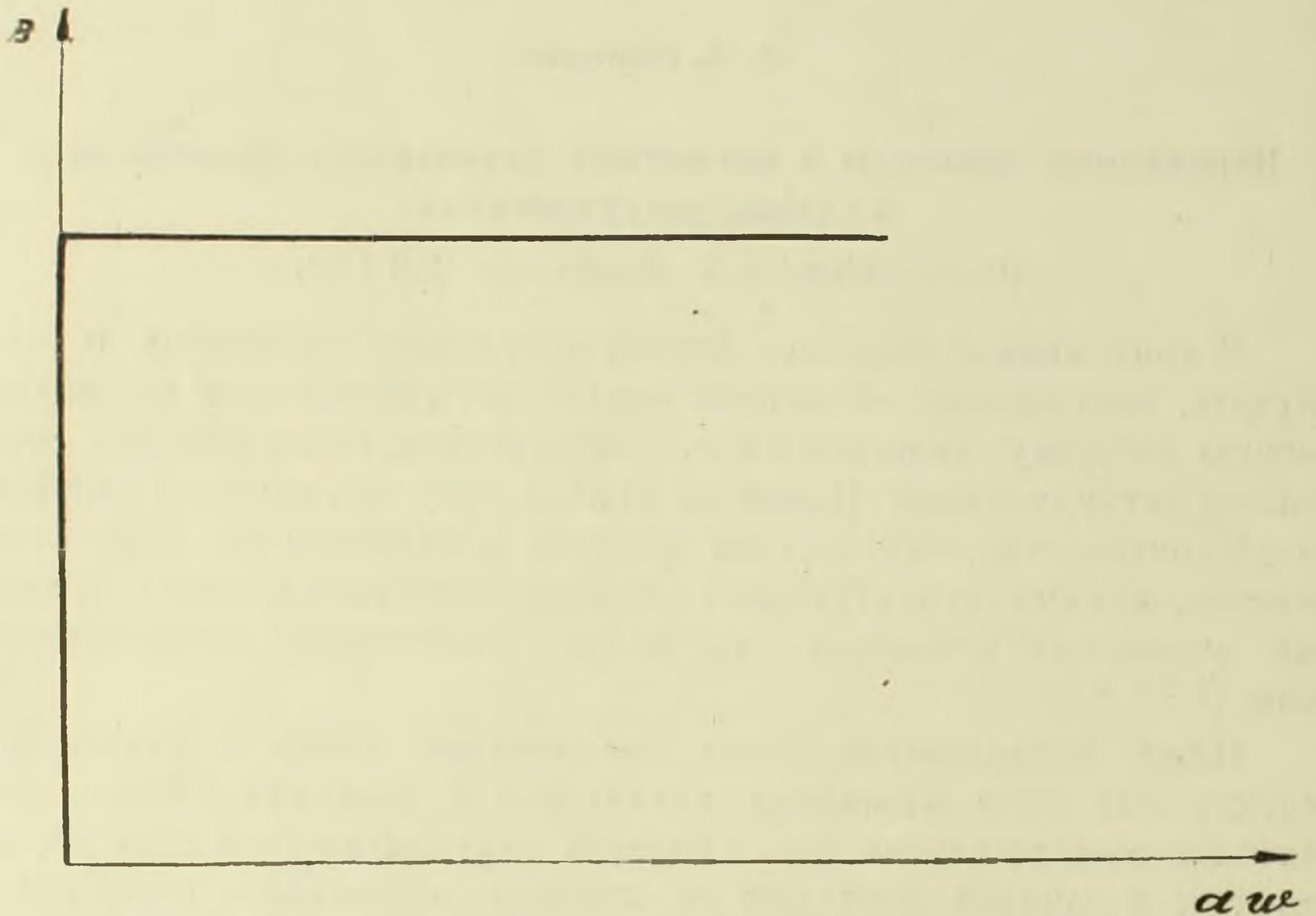


В основу метода положено исследование переходных процессов при малых колебаниях возмущающей силы, что дает возможность линеаризовать все нелинейные уравнения системы.

Коэффициенты линеаризации магнитного усилителя определены двояко:

1) Для реального магнитопровода—на основании соответствующих экспериментально снятых кривых, для данного магнитного материала.

2) Для идеального магнитопровода (фиг. 2)—аналитическим путем.



Фиг. 2.

В работе приняты следующие основные допущения:

1) За текущие значения токов и напряжений приняты их средние значения абсолютных величин за период, т. е.

$$I_t = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} |i_m| dt,$$

$$U_t = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} |u_m| dt, \quad (2)$$

где: i_m ; u_m — мгновенные значения тока и напряжения.

T — длительность периода.

2) В течение переходного процесса отношения напряжения и

тока на стороне выпрямленного тока выпрямителя к напряжению и току на стороне переменного тока приняты постоянными.

3) Пренебрежено переходными процессами, имеющими место в индуктивности цепи переменного тока, считая, что среднее значение тока без запаздывания воспроизводит изменение среднего значения напряжения.

Дифференциальное уравнение цепи управления усилителя можно представить в следующем виде:

$$I_1 R_1 + L_1 \frac{dI_1}{dt} + \frac{d\psi_{1cp}}{dt} \cdot 10^{-8} = E_1, \quad (3)$$

где: $\psi_{1cp} = f(U_{2\sim}; AW_-)$ — есть среднее значение суммарного потокосцепления обмоток управления магнитного усилителя.

$$AW_- = I_1 W_1 + I_{2=} W_3.$$

Остальные обозначения ясны из фиг. 1.

Напряжение на входе рабочей цепи связано с напряжениями на обмотках переменного тока усилителя и на нагрузках нелинейным уравнением. После линеаризации этого уравнения получим:

$$K_8 E_2 = A_5 + U_2 + K_9 U_{L2\sim} + K_{10} U_{b\sim}, \quad (4)$$

где: $U_2 = f(AW_{\sim}, AW_-)$

$$U_{b\sim} = a_3 \left(I_{2=} R_1 + \frac{dI_{2=}}{dt} L_{2=} \right)$$

$$a_3 = \frac{U_{b\sim}}{U_{b=}},$$

$$AW_{\sim} = I_{2\sim} W_2.$$

В результате совместного решения уравнений (3), (4) и после соответствующих преобразований получим:

$$C_1 \frac{d^2 i_{2=}}{dt^2} + C_2 \frac{d i_{2=}}{dt} + C_3 i_{2=} = e_1 + C_4 e_2 + C_5 \frac{d e_2}{dt}, \quad (5)$$

где: $i_{2=}$; e_1 ; e_2 — соответствующие приращения величин $I_{2=}$; E_1 ; E_2 , приведенные к одному витку усилителя. C_1 , C_2 , C_3 , C_4 и C_5 — постоянные коэффициенты, определяемые коэффициентами линеаризации и параметрами магнитного усилителя и нагрузкой.

Величина коэффициента C_3 зависит от степени обратной связи и принимает следующие значения.

1) При недокомпенсированной обратной связи, а также при отсутствии обратной связи $C_3 > 0$.

2) При компенсированной обратной связи $C_3 = 0$.

3) При перекомпенсированной обратной связи $C_3 < 0$.

В таблице I приведены дифференциальные уравнения магнитного усилителя, структурные схемы и их постоянные при разных

Таблица 1

№ п.п.	C ₃	T _н	C ₂ 4C ₃	Дифференциальные уравнения системы в операторной форме.	Структурные схемы магнитного усилителя	Значения постоянных структурной схемы при идеальном магнитопроводе L ₂ = 0 L ₁ = 0 и при естественном намагничивании
1	>0	>0	>1	$\left(\frac{1}{\Omega^2 + a^2} p^2 + \frac{2a}{\Omega^2 + a^2} p + 1\right) i_2 =$ $= \xi_1 e_1 + \xi_2 e_2 + \xi_3 p e_2$		$\Omega = \frac{1}{2T_n} \sqrt{\frac{16f T_n R_1' (1 - \alpha_2 \gamma)}{R_2}}$ $a = -\frac{1}{2T_n}$ $\xi_1 = \frac{1}{R_1' (1 - \alpha_2 \gamma)}; \xi_2 = 0; \xi_3 = \frac{1}{4f R_1' (1 - \alpha_2 \gamma)}$
2	>0	>0	<1	$(pT_1 + 1)(pT_2 + 1) i_2 =$ $= \xi_1 e_1 + \xi_2 e_2 + \xi_3 p e_2$		$T_{12} = \frac{2T_n}{1 \pm \sqrt{1 - \frac{16f T_n R_1' (1 - \alpha_2 \gamma)}{R_2}}}$
3	>0	0	<1	$(pT_3 + 1) i_2 =$ $= \xi_1 e_1 + \xi_2 e_2 + \xi_3 p e_2$		$T_3 = \frac{R_2}{4f R_1' (1 - \alpha_2 \gamma)}$
4	0	>0		$p(pT_4 + 1) i_2 =$ $= \xi_4 e_1 + \xi_5 e_2 + \xi_6 p e_2$		$T_4 = T_n$ $\xi_4 = \frac{4f}{R_2}; \xi_5 = 0; \xi_6 = \frac{1}{R_2}$
5	0	0		$p i_2 = \xi_4 e_1 + \xi_5 e_2 + \xi_6 p e_2$		
6	<0	>0		$(pT_5 - 1)(pT_6 + 1) i_2 =$ $= \xi_1 e_1 + \xi_2 e_2 + \xi_3 p e_1$		$T_{56} = \frac{2T_n}{\sqrt{1 - \frac{16f T_n R_1' (1 - \alpha_2 \gamma)}{R_2}}}$
7	<0	0		$(pT_5 - 1) i_2 =$ $= \xi_1 e_1 + \xi_2 e_2 + \xi_3 p e_2$		

Примечания: 1 Штрихами обозначены величины, приведенные к одному витку
 2 f - частота переменного тока
 3 T_н = I_{2с} / R₂
 4 γ = W₂ / W₁
 5 α₂ = I_{2с} / I_{2н}

соотношения коэффициентов дифференциального уравнения и характера нагрузки.

Как видно из таблицы, в зависимости от параметров магнитного усилителя и нагрузки структурная схема системы может принимать семь различных видов.

Все полученные результаты находятся в полном соответствии с основными физическими процессами, имеющими место в магнитных усилителях.

Экспериментальная проверка основных положений подтверждает правильность полученных результатов.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность действ. члену АН Арм. ССР А. Г. Иосифьяну и инж. Е. А. Мееровичу за ряд ценных указаний при выполнении настоящей работы.

Լ. Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Կարգավորման սխեմաներում օգտագործվող մագնիսական ուժեղացույցների անցողիկ պրոցեսները

Առաջարկվում է մագնիսական ուժեղացույցների ստրուկտուրային սխեմաների որոշման մեթոդը:

Ուսումնասիրվող մագնիսական ուժեղացույցի սխեման բերված է № 1 դժադրում:

Մեթոդի հիմքում զբաղված է անցողիկ պրոցեսների ուսումնասիրությունը զրգոող ուժի փոքր տատանումների ժամանակ, որը հնարավորություն է տալիս սխեմայի բոլոր ոչ-զժային հավասարումները դարձնել զժային:

Աշխատության արդյունքում ստացվել է, որ կախված մագնիսական ուժեղացույցի և նրա ծանրաբեռնվածության տվյալների սխեմայի ստրուկտուրային սխեման կարող է ընդունել յոթ տարբեր ձևեր:

Վերջնական հիմնական արդյունքը բերված է № 1 աղյուսակում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ М. А. Розенблат, Магнитные усилители, Госэнергоиздат, 1949. ² В. Г. Комар, Теория работы твердых выпрямителей в нелинейных цепях управления, докторская диссертация, 1947. ³ Л. А. Бессонов, Переходные процессы в нелинейных электрических цепях со сталью, Госэнергоиздат, 1951. ⁴ А. Г. Милонс, Новая теория магнитного усилителя. ⁵ Proc. I. E. E., part II, August, 1950.

О. А. Чалтыкян, Е. Н. Атанасян и А. С. Саркисян

Кинетика реакций перекисей с аминами

I. Кинетика взаимодействия перекиси бензоила с диэтиламином в растворе диэтилового эфира

(Представлено Г. Х. Бунятяном 24 III 1952)

Различные вещества, входящие в состав комбинированных инициаторов полимеризации, существенно изменяют эффективность перекисного инициатора. Эти изменения, как предполагают С. С. Медведев, О. М. Корицкая и Е. Алексеева (¹), вызываются в основном: а) различной скоростью и различной эффективностью распада перекисного соединения в присутствии других компонентов инициаторов и б) влиянием продуктов распада веществ, входящих в состав комбинированных инициаторов на обрыв цепи, вследствие чего при кинетическом описании полимеризации необходимо помимо актов рекомбинации учитывать также другие виды обрыва растущих цепей.

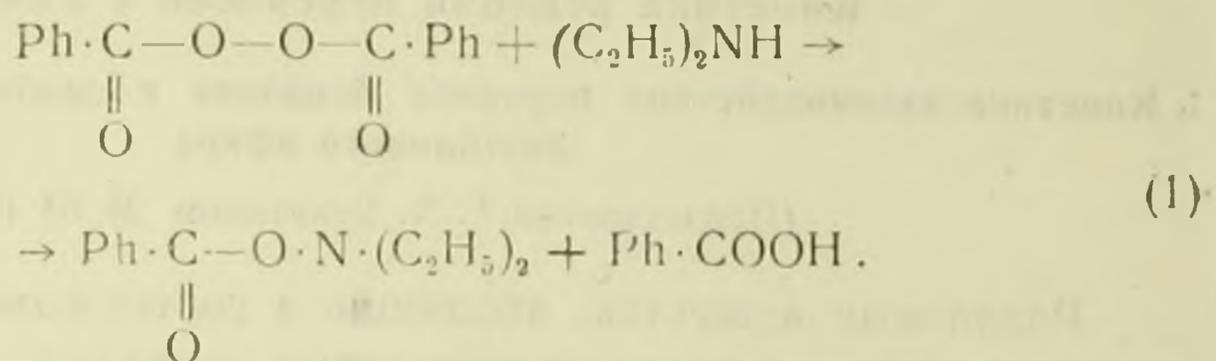
Поэтому возникает необходимость детального исследования кинетики и механизма взаимодействия перекисей с различными веществами, входящими в состав комбинированных инициаторов, в первую очередь с аминами.

Опубликованные П. Д. Бартлетом и К. Назаки (²) работы по исследованию кинетики распада перекиси бензоила в различных растворителях, в том числе некоторых аминах, выполнены в жестких условиях, когда несколько эффектов накладывается друг на друга, и потому приводят к формальным выводам. С точки зрения сформулированной выше задачи важно выявление индивидуальных различий в кинетике и механизме взаимодействия перекисей со своими партнерами.

Такую именно цель преследовали С. П. Гамбарян и его сотрудники—А. Т. Бабаян, Л. З. Казарян, С. Сапонджян и один из нас в своих исследованиях механизма и отчасти кинетики взаимодействия перекисей с аминами (^{3, 4, 5, 6, 7, 8, 9}).

В настоящем сообщении мы приводим данные наших исследований кинетики реакции диэтиламина с перекисью бензоила в растворе диэтилового эфира при температурах 10, 15 и 20°C. Приме-

няли тщательно очищенные, высушенные и проверенные на чистоту препараты. Реакцию проводили в колбочке с двумя отделениями для смешения эфирных растворов амина и перекиси, не вынимая колбу из термостата. Температура термостата поддерживалась постоянной с точностью $\pm 0,05^\circ$. За ходом реакции во времени следили нейтрализацией оставшегося в отобранной пробе амина избытком $0,1 N$ раствора соляной кислоты и титрованием избытка последней раствором едкой щелочи. Отдельными опытами установили, что при выбранных нами температурах перекись бензоила в растворе эфира по крайней мере в течение трех дней не разлагается. Было установлено также, что расход перекиси бензоила эквивалентен вошедшему в реакцию амину в соответствии со схемой С. П. Гамбаряна:



Глубину реакции доводили до 60% взятой перекиси. Последнюю пробу для анализа отбирали спустя 3—4 дня.

Полученные данные удовлетворяют скорости бимолекулярных реакций в соответствии со схемой (1). Константу скорости мы рассчитывали по уравнению

$$K = \frac{2,303}{t \cdot A_\infty} \cdot \lg \frac{A_t (A_0 - A_\infty)}{A_0 (A_t - A_\infty)},$$

где A_0 , A_t и A_∞ число молей амина в литре раствора вначале, по прошествии времени t и после завершения реакции, соответственно.

В нижеследующих таблицах приводим данные наших измерений:

Таблица 1

Скорость реакции диэтиламина с перекисью бензоила
в растворе диэтилового эфира при $19,8^\circ\text{C}$

Время t в мин.	A_t в моль/л	$K \times 10^2$ в л/моль мин.
0	$0,0506 = A_0$	—
61,2	0,0470	5,45
120,0	0,0433	6,40
180,5	0,0415	5,70
240,5	0,0388	6,10
303,0	0,0378	5,70
364,6	0,0365	5,55
2 дня	0,0262	—
3 дня	$0,0262 = A_\infty$	—
Среднее		5,8

Таблица 2

Скорость реакции диэтиламина с перекисью бензсила
в растворе диэтилового эфира при 14,0°C

Время t в мин.	A_t в моль/л	$K \times 10^2$ в л/моль мин.
0	0,0491 = A_0	—
62,7	0,0466	3,80
137,0	0,0434	4,46
234,5	0,0393	4,42
358,5	0,0374	4,62
428,5	0,0353	5,16
3 дня	0,0259 = A_∞	—
4 дня	0,0259	—
Среднее		4,50

Таблица 3

Скорость взаимодействия диэтиламина с перекисью бен-
зоила в растворах диэтилового эфира при 10°C

Время t в мин.	A_t в моль/л	$K \times 10^2$ в л/моль мин.
0	0,0473 = A_0	—
75,2	0,0452	4,1
152,7	0,0444	2,7
253,3	0,0415	3,4
337,0	0,0403	3,1
428,0	0,0385	3,3
519,0	0,0376	3,1
3 дня	0,0268	—
4 дня	0,0268 = A_∞	—
Среднее		3,3

Учитывая трудности отбора проб из эфирного раствора и анализа амина, надо признать постоянство констант реакции второго порядка вполне удовлетворительным.

В таблице 4 приводим сводку основных кинетических данных рассматриваемой реакции.

Как видно из таблицы 4, несмотря на сравнительно низкую энергию активации, рассматриваемая реакция принадлежит к типу медленных бимолекулярных реакций благодаря тому, что предэкспоненциальный множитель примерно на семь порядков ниже, чем обычные значения для нормальных бимолекулярных реакций, т. е. фактор вероятности— P в этом случае равен $6 \cdot 10^{-7}$. Константа скорости

$$K = 6 \cdot 10^4 e^{-\frac{10400}{RT}} \text{ л/моль сек.}$$

Таблица 4

Энергия активации и предэкспоненциальный множитель реакции диэтиламина с перекисью бензоила в эфирном растворе

Температура °С	$1/T \times 10^3$	Константа скорости в л./мольсек. $K \times 10^4$	Энергия активации E в ккал.	Предэкспонен. множитель в моль сек. $\times 10^4$
19,8	3,426	9,7	—	6,0
14,9	3,473	7,5	10,7	5,9
10,0	3,534	5,5	10,1	5,9
Среднее			10,4	

Выводы. 1. Изучена скорость взаимодействия диэтиламина с перекисью бензоила в растворе диэтилового эфира при температурах 10, 15 и 20°C.

2. Установлено, что по крайней мере до 20°C реакция следует бимолекулярному закону.

3. Найдена сравнительно низкая энергия активации в 10,4 ккал.

4. Несмотря на низкую энергию активации реакция принадлежит к типу медленных бимолекулярных с фактором вероятности равным $6 \cdot 10^{-7}$.

Ереванский Государственный университет
им. В. М. Молотова

Հ. Հ. ԶԱԼԹԻՎՅԱՆ, Ե. Ն. ՍԹԱՆԱՍՅԱՆ ԵՎ Հ. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Պերօքսիդների ու ամինների փոխազդեցության կինետիկան

1. Բենզոյլպերօքսիդի և դիէթիլամինի սեակցիայի կինետիկան դիէթիլէթերի լուծույթում:

1. Ուսումնասիրված է դիէթիլամինի ու բենզոյլպերօքսիդի սեակցիայի արագությունը էթերային լուծույթում երեք տարբեր ջերմաստիճաններում (10, 15 և 20°):

2. Հաստատված է, որ մինչև 20 աստճ. սեակցիան բնթանում է բիմոլեկուլար արենքով:

3. Հայտնաբերված է ակտիվացման համեմատաբար ցածր էներգիա՝ 10,4 կկալ:

4. Չնայած ակտիվացման ցածր էներգիայի ուսումնասիրված սեակցիան կարելի է դասել դանդաղ սեակցիաների շարքը: քանի որ հավանականության ֆակտորի արժեքը հավասար է $60 \cdot 10^{-7}$:

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

- ¹ С. С. Медведев, О. М. Корицкая, и Е. Алексеева, Ж. Ф. Х., **17**, 391, 1943.
² П. Д. Бартлет и К. Назаки, I. Am ch. Soc. **68**, 16,86, 1946. **69**, 2299, 1947. ³ С. П. Гамбарян, Вег. **42**, 4003, 1909. ⁴ С. П. Гамбарян, Изв. Гос. университета ССР Армении, № 1, 170, 1925. Вег. **55**, 1755, 1925. ⁵ С. Гамбарян и О. Чалтыкян, Вег. **60**, 390, 1927.
⁶ С. Гамбарян, О. Чалтыкян и А. Бабаян, Изв. Ин-та Наук ССР Армении, 265, 1931. ⁷ С. Гамбарян, И. Л. Казарян, Ж О Х. **3**, 222, 1933. ⁸ О. Чалтыкян, Изв. Гос. университета ССР Армении, № 5, 253, 1933. ⁸ С. Сапонджян, Кандидатская диссертация, Хим. ин-т АН Арм. ССР, Ереван, 1947.

С. К. Даль

Новые для Армянской ССР птицы крайнего севера и происхождение их пролетного пути через Севан

(Представлено В. О. Гулканяном 14 III 1952)

Севанский бассейн с обширной заболоченной площадью Гилли, а также ряд водоемов в низовьях рек и родников по южному берегу озера являются местом остановок во время пролета и для зимовок целого ряда видов птиц. На Севане весной и осенью, наряду с другими, зарегистрированы пролетающие птицы, гнездовая область которых находится на крайнем севере Евразийского материка. Из этой группы во время пролета здесь было отмечено 6 видов куликов (камнешарка, тулес, плавунчик, грязовик, чернозобик и кулик-воробей). Сотрудниками Института фитопатологии и зоологии АН Армянской ССР в 1950 и 1951 гг. на пролете в бассейне Севана зарегистрировано еще 2 вида куликов крайнего севера, пролетный путь которых к югу частично проходит в горах Закавказья.

1. Песчанка (*Stroethia alba* Pall.).

Песчанка — кругополярный кулик небольшого размера, гнездящийся на дальнем севере Америки и Сибири от Енисейского залива до Лены (4).

Бутурлиным (2) в свое время был опровергнут ряд опубликованных сведений о гнездовании песчанки в Астраханском крае, на Кавказе и в Туркестане. Одновременно с этим Бутурлин пишет, что „молодые песчанки — некоторая часть их — начинают бродить и отлетать из тундр уже с начала августа нов. стиля (наблюдения Бунге в устьях Лены) и даже раньше, так как уже в конце июля в некоторые годы они появляются у берегов западной Европы ...“ „... зимует в южной Америке, Африке, южной Азии, Австралии и на островах Великого океана“.

Ранние сроки осенних, даже по существу поздне-летних, миграций молодых песчанок на юг явились причиной ряда ошибочных сведений о гнездовании этих птиц в различных пунктах по пути их осеннего пролета. По Холодковскому и Силантьеву (11) пролет пес-

чанок на юг идет „вдоль морских побережий материков“, реже эти птицы встречаются „внутри страны по большим рекам и озерам. У нас часто бывает на пролете, кроме северных побережий, на Черном и Азовском морях“. О пребывании песчанок от середины до конца сентября на восточном побережье Черного моря около Батуми сведения приведены у Мензбира (7).

При многолетних сборах птиц на территории Армянской ССР Г. В. Сосниным, песчанки им не добывались, и в сводке Ляйстера и Соснина (6) этот вид не упоминается. Не нашел песчанок во время своего посещения берегов Севана и Спангенберг (8). В монографии Радде (13) о песчанках на водоемах центрального Кавказа и Закавказья сведения отсутствуют, а для Каспийского побережья этот вид им приводится по работам Менетрие и Богданова.

Впервые песчанки в бассейне Севана в низовьях р. Гаварагет (Кявар-чай) констатированы 14 X 1950 (сборы водоплавающих и болотных птиц для изучения их гельминтов К. С. Ахумян). Вторично стайка песчанок в 11 штук мною зарегистрирована 28 IX 1951 на берегу Севана, в окр. селения Карчахпюр (Гедакбулаг) в Басаргечарском районе. Добытые из стайки 3 экземпляра и шкурка, собранная К. С. Ахумян, поступили в коллекцию Института фитопатологии и зоологии АН Арм. ССР.

Все добытые в бассейне Севана песчанки однотипны и являются молодыми птицами. Верхняя часть спины и плечевые перья у них с ярко выраженными белыми пятнами. Поясница и задняя часть спины покрыты светлосерыми перьями с грязно-бледно-охристыми вершинами и с очень узкими черными каймами. Кроющие крыла и внутренние второстепенные маховые черноватые с белыми каемками или пятнами по вершинам перьев.

Размеры песчанок из бассейна озера Севан следующие:

Измерения	№ 3905	№ 3909, № 3910, № 3911		
	14.X.1950	28.IX.1951		
Длина крыла	125,0	122	124,3	116,8
Длина клюва от оперения лба	25,9	26,4	23,8	26,3
Длина плюсны	25,3	26,3	26,8	24,2

В окрестностях Карчахпюра 28 IX 1951 песчанки держались отдельной стайкой в течение целого дня на песчаных намывных косах, вдающихся в мелководную прибрежную полосу Севана. Одновременно с песчанками здесь отмечены стайки куликов-воробьев (*Calidris minutus*) и одиночные галстучники (*Charadrius hiaticula tundrae*).

2. Краснозобик (*Calidris ferruginea* Brünn.).

№ 3906, добыт на берегу Севана в низовьях реки Гаварагет (окр. Норадуза, Нор Баязетский р-н) 9 X 1950 (сбор К. С. Ахумян).

Молодая птица с охристо-беловатыми каемками перьев спины, кроющих крыла, плечевых и третьестепенных маховых. Низ белый. Верхние кроющие хвоста белые с едва заметными буроватыми отметинами на внешних перьях. Подмышечные чисто белые.

Длина крыла 121,1 мм, плюсна 28,6, клюв от оперения лба 38,2 мм.

В сводке по птицам Ляйстера и Соснина этот вид приведен без порядкового номера и только по предположению, что он должен встречаться в Армянской ССР. Краснозобики обнаружены в Грузии на озерах Мадатапа и Бугдашен. Для Кавказа приведены Чхиквишвили⁽¹²⁾.

Достоверные гнездования краснозобиков по последним данным⁽⁴⁾ известны на Таймыре, в низовьях Енисея, на Новосибирских островах и у мыса Большого Баранова (между Колымой и Чаунской губой).

По Бутурлину⁽²⁾ краснозобики пролетают „морскими побережьями Зап. Европы и Восточной Азии, а также и по всем большим внутренним путям, на зимовки в Африке, южной Азии и Австралии, в меньшем числе до Новой Зеландии“.

Работы последних лет о перелетах птиц внесли много нового не только в орнитологическую литературу. В частности работы Тугаринова в этом отношении показывают „что при помощи изучения современных пролетных путей можно вскрывать позднейшие (четвертичные) изменения лика земли, направления рек, смену ландшафтов и т. д. Таким образом выводы, к которым в этой области приходят зоогеографы-орнитологи, могут корректировать данные геологов, а также намечать пути для решения вопросов, связанных с историей суши“⁽⁵⁾.

В бассейне Севана отмечен ряд видов водоплавающих и болотных птиц крайнего севера, которые в силу исторически сложившегося процесса перелета оставляют современные литоральные пути и летят по долинам рек в горных теснинах, среди леса и, в конце концов, для того, чтобы попасть к месту отдыха и кормежек в бассейне Севана, вынуждены преодолевать перевалы через высокие горные хребты. Обычная высота движения перелетных стай куликов по Тугаринову⁽¹⁰⁾ не более 400—500 м над поверхностью земли. Между тем, чтобы попасть на Севан, эти птицы должны по сравнительно небольшому отрезку пути подняться примерно на 3000 метров. Наиболее вероятный осенний путь прилетающих на Севан куликов идет от побережий Каспийского моря (—25,5 м. н. у. м.)—вверх по Куре до слияния с последней ее притока—реки Шамхор. Далее путь следует вверх по долине Шамхора к перевалам через Севанский хребет на высотах не ниже 2790 м. От перевала стаи куликов снижаются до 1910 м, опускаясь на восточных и южных берегах Севана. Не случайно пролетные кулики крайнего севера добываются на Севане в основном в упомянутых местах. Часть их по кратчайшему пути, спустившись к водоему от перевалов Сатанахач и Огруджа

задерживаются здесь, другие мигрируют дальше по прибрежной полосе Севана. От Севана пролетный путь на юг разбивается на два направления: один идет вниз по долине реки Раздан, другой, по всей вероятности, имеет направление на озера Большой и Малый Алагель и далее к югу, вниз по долине реки Арпа—на Аракс (этот путь пролета зарегистрирован по стаям пеликанов и больших бакланов).

Наличие на Севане гнездований турпана—птицы северолесной и лесотундровой полосы⁽⁹⁾, миграции через упомянутый водоем ряда видов куликов крайнего севера и остановки в бассейне Севана птиц юга—фламинго—дают основание предполагать, что через центральное Закавказье в меридиональном направлении проходит древний пролетный путь. Турпан на Севане и некоторых горных озерах Грузии задержался от ледникового времени, в этот же период в истории Евразии возникли и перелеты птиц северного полушария, которые по Тугаринову⁽¹⁰⁾ перемещались к югу, используя для этого „привычные для себя биотопы“. Привязанность пролетных птиц к установившимся истари пролетным путям доказана многочисленными фактами. Между тем тот путь, по которому в горах Закавказья из долины Куры—к Араксу регулярно перелетают северные водоплавающие и болотные птицы, явно весьма далек по своему типу от биотопов, свойственных упомянутым формам пернатых. На этом основании напрашивается определенный вывод, что условия по линии Кура-Шамхор-Севан-Аракс, при формировании пролетных путей птиц были совершенно иные, чем в настоящее время.

По Варданянцу⁽³⁾ основные водоразделы и хребты в Закавказье, в частности Севанский (Шахдагский) хребет возникают в эпоху верхнего апшерона (схема № 1), охватывающего гюнцское оледенение и гюнц-миндельское межледниковье. В это же время обширный залив Каспийского моря вклинивался между главным Кавказским и Севанским хребтами по теперешней долине Куры, простираясь далеко на запад—примерно до 46° в. д. Следующая трансгрессия Каспия в бакинском веке по времени синхронна оледенению Европы в миндельскую эпоху и миндель-рисское межледниковье. Перед ней, в предбакинскую орогенетическую фазу, возникли осевые линии складчатых дислокаций, а примерная высота Севанского хребта уже дошла до 1200 м н. у. м. Далее в предхазарскую орогенетическую фазу продолжается наклонное поднятие Севанского, Гегамского и Южно-Зангезурского хребтов.

Последнему оледенению в хвалынском веке (вюрм-бюль) предшествовала предхвалынская орогенетическая фаза, вызвавшая пробуждение вулканической деятельности с излияниями лав на Гегамском хребте и вдоль южного побережья озера Севан. К началу послехвалынского века (голоцен, бюль) почти полностью формируется современный облик Кавказа и по схеме Варданянца в Закавказье

уже имеется бассейн озера Севан (схема № 7), отделенный Севанским хребтом от долины Куры и Гегамским—от долины Аракса.

Пролетный путь болотных и водоплавающих птиц из бассейна Куры, по Шамхору—на Севан не мог возникнуть в начале после-хвалынского века. Для этих птиц здесь имеется ряд экологических преград (зона леса и горный хребет), ориентировать же свой перелет от Куры на Севан по видимой площади озера кулики не могут, так как высота Севанского хребта и уровень движения стай куликов имеют примерное соотношение 6 к 1.

Гораздо вероятнее, что в эпоху верхнего апшерона и в пред-бакинскую орогенетическую фазу, когда еще имелись водораздельные гряды, по высоте уступающие уровню полета стай болотных и водоплавающих птиц, на месте нынешнего Севана, согласно данным Асланяна⁽¹⁾, уже имелась обширная водная площадь с галечными или заболоченными берегами (по Варданянцу на схеме № 3 между Севанским и Гегамским хребтами имеется лишь долина, врезанная в бакинском веке). К этому времени относится оттеснение ледниковым покровом птиц в северном полушарии Евразии к югу. При последующих периодических уменьшениях площадей ледников ареалы птиц переместились опять на север, но изменение климатических условий от гюнц-миндельского времени (сезонное похолодание), заставило птиц совершать регулярные перемещения на юг в места, обеспечивающие их температурными и кормовыми условиями в неблагоприятное для них зимнее время года.

Зоологический институт
АН Армянской ССР

Ս. Կ. ԴԱԼ

Հայկական ՍՍՌ-ի համար նոր, ծայր հյուսիսի թռչուններ և վերջին չվման ճանապարհի առաջացումը Սեվանի վտայով

Վերջին տարիների ընթացքում Հայկական ՍՍՌ-ի Գիտությունների ակադեմիայի Զոոլոգիական ինստիտուտի աշխատակիցների կողմից Սևանի ավազանում գտնված են կտցարների երկու նոր տեսակ Հայաստանի համար՝ ավազակտցար և կարմրավիզ կտցար: Մրանջ երկուսն էլ ընտելացում են արևմտյան կիսագնդի ծայր հյուսիսում, իսկ առաջինը նաև Ամերիկայում:

Սևանը հանդիսանում է հյուսիսային թռչունների Քուռ դեղի ավազանից դեպի Արաքսի ավազանը չվման ճանապարհի էտապներից մեկը: Այս ճանապարհը հավանական է առաջացել է վերին ապշերոնի դարաշրջանում և նախարարվի օրոգենետիկ ֆազայում: Այդ ժամանակ պետք է որ ժամանակակից Սևանա լճի վայրը ներկայացներ իրենից մեծ ջրային կամ ճահճային մակերես:

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

¹ А. Т. Асланян, Изв. АН Арм. ССР, № 8, 1947. ² С. А. Бутурлин, Полный определитель птиц СССР, т. 1, 1934. ³ Л. А. Варданянц, Постплиоценовая история кавказско-черноморско-каспийской области, 1948. ⁴ Г. П. Деменьтев, Н. А. Гладков, Е. С. Птушенко, А. М. Судилова, Руководство к определению птиц СССР, 1948.

⁵ Зоологический институт АН СССР. Памяти А. Я. Тугаринова, Изв. АН СССР, № 1, 1949. ⁶ А. Ф. Лайстер и Г. В. Соснин, Материалы по орнитофауне Армянской ССР, 1942. ⁷ М. А. Мензбир, Охотничьи и промысловые птицы Европейской России и Кавказа, 1900. ⁸ Е. П. Спангенберг, Краткие дополнения к фауне птиц Армении, Изв. АН Арм. ССР, 1, № 3, 1948. ⁹ А. Я. Тугаринов, Пластинчатоклювые Фауна СССР, Птицы, т. I, вып. 4, 1941. ¹⁰ А. Я. Тугаринов. Происхождение миграций птиц палеарктики, Сборн. памяти ак. П. П. Сушкина, 1950. ¹¹ Н. А. Холдковский и А. А. Силантьев, Птицы Европы, 1901. ¹² И. Д. Чхиквишвили, Мат. по орнитофауне Джавахетии, Мат. по изуч. прир. ресурсов Ахалкалакского нагорья, 1933. ¹³ G. Radde, Ornis caucasica, 1884.

