

ՀԱՍՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԻԿԱ
ФИЗИКА

1975

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամառունի, Վ. Մ. Հառուրյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղառիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Դ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շաննազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շառոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վաղդապետյան:

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагунни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь).

e^+e^- -АННИГИЛЯЦИЯ В ПАРУ АДРОНОВ, СОПРОВОЖДАЕМАЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЖЕСТКОГО γ -КВАНТА

С. В. ЕСАЙБЕГЯН

Рассматривается процесс e^+e^- -аннигиляции в пару адронов, сопровождающийся излучением жесткого фотона лептоном. Показано, что для ограниченных поперечных импульсов адрона при высоких энергиях рассматриваемый процесс является существенным и будет доминировать над соответствующим процессом без испускания фотона.

В работе [1] был изучен вопрос об излучении фотона в инклюзивном процессе аннигиляции с выделенным адроном

$$e^+ + e^- \rightarrow h + X + \gamma. \quad (1)$$

Было показано, что при высоких энергиях процесс (1) с жестким γ -квантом в предположении об ограниченности $\bar{W}_1(q^2, \nu)$ при $q^2 \rightarrow \infty$ и малости поперечного импульса регистрируемой частицы должен быть существенным и даже доминирующим по сравнению с процессом без излучения. Там же был рассмотрен конкретный случай процесса (1), когда в конечном состоянии рождалась пара заряженных частиц со спином 0, и было показано, что при тех же условиях на $\bar{W}_2$ процесс с излучением является существенным и должен с необходимостью учитываться наряду с процессом без излучения.

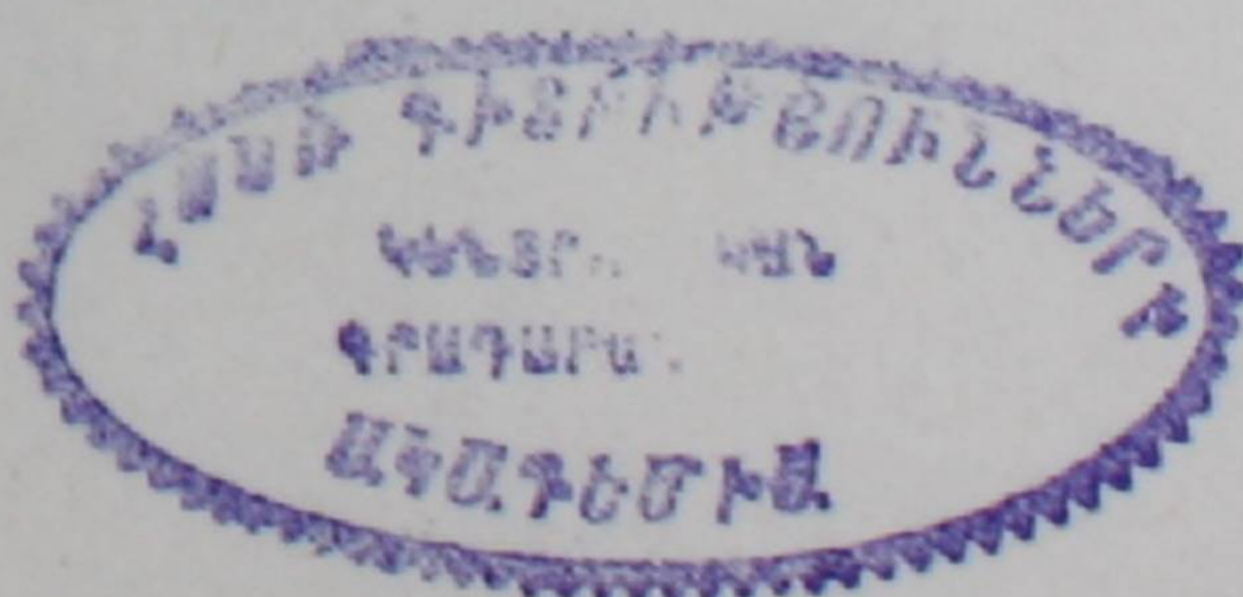
В настоящей работе рассматривается процесс e^+e^- -аннигиляции, сопровождающийся излучением фотона, когда в конечном состоянии рождается пара частиц со спином $S=1/2, 1, 3/2$ и 2. Следует отметить, что случай рождения пар частиц со спином $1/2$ и 1 рассматривался в работах [2, 3], где были получены выражения для дифференциальных сечений, проинтегрированные по конечным состояниям родившейся пары.

1. Начнем со случая аннигиляции в пару частиц со спином $1/2$

$$e^+ + e^- \rightarrow N + \bar{N} + \gamma. \quad (2)$$

Согласно работе [1], дифференциальное сечение процесса (1) имеет вид

$$P_0 \frac{d^3\sigma}{d^3P} = \frac{\alpha^3 \left(\ln \frac{s}{m_e^2} \right) (P_0 + P_z)}{s \sqrt{s} \pi (P_\perp^2 + \mu^2)} \left\{ \int_{\frac{2P_0}{\sqrt{s}}}^1 F_1(\omega_1, \nu_1) d\omega_1 + \right. \\ \left. + \frac{(P_0 + P_z)}{\sqrt{s} (P_\perp^2 + \mu^2)} \int_{\frac{2P_0}{\sqrt{s}}}^1 F_2(\omega_1, \nu_1) \left(1 - \frac{P_0 + P_z}{\omega_1 \sqrt{s}} \right) d\omega_1 \right\} + [z \rightarrow -z], \quad (3)$$



где $P(P_0, P_{\parallel}, P_{\perp})$ — 4-импульс регистрируемого адрона, $\nu_1 = Pq$, q — 4-импульс виртуального фотона, z — косинус угла регистрируемой частицы относительно начального пучка,

$$\omega_1 = \frac{2\nu_1}{q^2} = \frac{(s + q^2)P_0 - (s - q^2)Pz}{\sqrt{s}q^2} \text{ — скейлинговая переменная,}$$

$$F_1(\omega, \nu_1) = \overline{W}_1, \quad F_2(\omega, \nu_1) = \frac{\nu_1 \overline{W}_2}{\mu^2},$$

$\overline{W}_1$ и $\overline{W}_2$ — структурные функции, описывающие вершину перехода виртуального фотона в выделенный адрон h и систему адронов X

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= (2\pi)^3 \sum_f \sum_{\lambda\lambda'} \langle 0 | J_{\mu}(0) | \lambda\lambda' P P_X \rangle \langle \lambda\lambda' P P_X | J_{\nu}(0) | 0 \rangle \delta(q - P_X - P) = \\ &= -\overline{W}_1 \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{q^2} \right) + \frac{\overline{W}_2}{\mu^2} \left(P_{\mu} - \frac{q_{\mu}(P \cdot q)}{q^2} \right) \left(P_{\nu} - \frac{q_{\nu}(P \cdot q)}{q^2} \right). \end{aligned}$$

Для рассматриваемого процесса (2) функции $\overline{W}_i$ имеют вид [4]

$$\overline{W}_1 = \frac{1}{2} |f_1(q^2) + f_2(q^2)|^2 \delta(\omega_1 - 1),$$

$$\frac{\nu_1 \overline{W}_2}{\mu^2} = \omega_1 \left[|f_1(q^2)|^2 - \frac{q^2}{4\mu^2} |f_2(q^2)|^2 \right] \delta(\omega_1 - 1),$$

где $f_1(q^2)$ и $f_2(q^2)$ — дираковский и паулиевский формфакторы нуклона.

Введя электрический $g_e(q^2) = f_1(q^2) + \frac{q^2}{4\mu^2} f_2(q^2)$ и магнитный $g_m(q^2) = f_1(q^2) + f_2(q^2)$ формфакторы частиц, получим

$$F_1(\omega_1, \nu_1) = \frac{1}{2} |g_m(q^2)|^2 \delta(\omega_1 - 1),$$

$$F_2(\omega_1, \nu_1) = \left[\left| g_e(q^2) - \frac{q^2}{4\mu^2} g_m(q^2) \right|^2 - \frac{q^2}{4\mu^2} |g_e(q^2) - g_m(q^2)|^2 \right] \frac{\delta(\omega_1 - 1)}{\left(\frac{q^2}{4\mu^2} - 1 \right)^2}.$$

Предположение о том, что формфакторы не растут с q^2 (что согласуется с известными дипольными формулами для $g_e^{p,n}$ и $g_m^{p,n}$)

$$g_e^p(q^2) \approx \frac{g_m^p(q^2)}{1 + \mu_p} \approx \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{(0,71)^2} \right)^2},$$

$$\frac{g_m^n(q^2)}{\mu_n} \approx \frac{4\mu^2}{q^2} \frac{g_e^n(q^2)}{\mu_n} \approx \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{(0,71)^2} \right)^2},$$

где μ_p и μ_n — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона), позволяет применить результаты работы [1].

Подставляя значения $F_1(\omega, \nu_1)$ и $F_2(\omega, \nu_1)$ в (3), получим

$$P_0 \frac{d^3\sigma}{d^3P} = \left[\frac{\alpha^3 \ln \frac{s}{m_e^2}}{s \sqrt{s}} \frac{P_0 + P_z}{\pi (P_\perp^2 + \mu^2)} \left\{ \frac{1}{2} |g_m(q^2)|^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{(P_0 + P_z) P_\perp^2}{\sqrt{s} (P_\perp^2 + \mu^2)} \left(1 - \frac{P_0 + P_z}{\sqrt{s}} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{\left| g_e(q^2) - \frac{q^2}{4\mu^2} g_m(q^2) \right|^2 - \frac{q^2}{4\mu^2} |g_e(q^2) - g_m(q^2)|^2}{\left(\frac{q^2}{4\mu^2} - 1 \right)^2} \right\} + [z \rightarrow -z] \right]. \quad (4)$$

Для сечения без излучения можно написать

$$P_0 \frac{d^3\sigma_0}{d^3P} = \frac{2\alpha^2}{s^2} \left(\overline{W}_1 + \frac{\overline{W}_2 P_\perp^2}{2\mu^2} \right) = \frac{2\alpha^2}{s^2} \left(F_1(\omega_0, s) + \frac{F_2(\omega_0, s) P_\perp^2}{s} \right) = \\ = \delta(\omega_0 - 1) \frac{2\alpha^2}{s^2} \left\{ \frac{1}{2} |g_m(s)|^2 + \frac{P_\perp^2}{s \left(\frac{s}{4\mu^2} - 1 \right)^2} \left[\left| g_e(s) - \frac{s}{4\mu^2} g_m(s) \right|^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{s}{4\mu^2} |g_e(s) - g_m(s)|^2 \right] \right\}, \quad (5)$$

где

$$\omega_0 = \frac{2\nu_0}{q^2} = \frac{2P_0}{\sqrt{s}}.$$

Отметим, что формула типа (4) получается из формулы типа (5) в логарифмическом приближении с помощью метода квазиреальных электронов [5].

Для адрона с $P_0 \ll \sqrt{s}$ как релятивистского

$$\left(q^2 \simeq \frac{\sqrt{s}}{2P_0} (P_\perp^2 + \mu^2), P_0 \gg \mu \right),$$

так и нерелятивистского ($q^2 \simeq \sqrt{s} (P_0 - P_\parallel)$, $P_0 \sim \mu$), учитывая малость $P_\perp$, для отношения (4) к (5) имеем

$$r = \frac{\left(P_0 \frac{d\sigma}{d^3P} \right)}{\left(P_0 \frac{d\sigma_0}{d^3P} \right)} = \frac{\alpha \sqrt{s} \left(\ln \frac{s}{m_e^2} \right) P_0 |g_m(q^2)|^2}{\pi (P_\perp^2 + \mu^2) |g_m(s)|^2}. \quad (6)$$

В ультрарелятивистском пределе, когда

$$P_0 \lesssim \sqrt{s}, P_0 \simeq P_\parallel, x = \frac{2P_0}{\sqrt{s}}, q^2 = \frac{P_\perp^2 + \mu^2}{x(1-x)},$$

для r получаем

$$r = \frac{\left(P_0 \frac{d\sigma}{d^3P} \right)}{\left(P_0 \frac{d\sigma_0}{d^3P} \right)} = \frac{\alpha s \ln \frac{s}{m_e^2}}{2\pi (P_\perp^2 + \mu^2)} \left\{ \frac{1}{2} x |g_m(q^2)|^2 + \frac{x^2(1-x) P_\perp^2}{(P_\perp^2 + \mu^2)} \times \right.$$

$$\times \left\{ \frac{\left| g_e(q^2) - \frac{q^2}{4\mu^2} g_m(q^2) \right|^2 - \frac{q^2}{4\mu^2} |g_e(q^2) - g_m(q^2)|^2}{\left(\frac{q^2}{4\mu^2} - 1 \right)^2} \right\} \times \quad (7)$$

$$\times \left\{ \frac{1}{2} |g_m(s)|^2 + \frac{P_\perp^2}{s \left(\frac{s}{4\mu^2} - 1 \right)^2} \left[\left| g_e(s) - \frac{s}{4\mu^2} g_m(s) \right|^2 - \frac{s}{4\mu^2} |g_e(s) - g_m(s)|^2 \right] \right\}^{-1}.$$

2. Аннигиляция в пару частиц со спином 1.

Структурные функции $\overline{W}_i$ были получены в работе [2] и имеют вид

$$\overline{W}_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{q^2}{4\mu_v^2} - 1 \right) |G_m(q^2)|^2 \delta(\omega_1 - 1),$$

$$\frac{\nu_1 \overline{W}_2}{\mu_v^2} = \left\{ -\frac{1}{2} \left(3|G_e(q^2)|^2 + \frac{8}{3} \frac{q^4}{16\mu_v^4} |G_q(q^2)|^2 \right) + \frac{q^2}{4\mu_v^2} |G_m(q^2)|^2 \right\} \delta(\omega_1 - 1),$$

где $G_e(q^2)$, $G_m(q^2)$ и $G_q(q^2)$ — соответственно зарядовый, магнитный и электрический квадрупольный формфакторы частицы спина 1.

Предполагая, что $G_m(q^2)$ и $G_q(q^2)$ при больших q^2 ведут себя, по крайней мере, как $\left(\frac{1}{q^2} \right)^{1/2}$ и $\frac{1}{q^2}$, для r можно получить следующие значения:

в случае $P_0 \ll \sqrt{s}$

$$r = \frac{\alpha \sqrt{s} \ln \frac{s}{m_e^2} P_0}{\pi (P_\perp^2 + \mu_v^2)} \frac{\left(\frac{q^2}{4\mu_v^2} - 1 \right) |G_m(q^2)|^2}{\left(\frac{s}{4\mu_v^2} - 1 \right) |G_m(s)|^2}, \quad (8)$$

для $P_0 \sim \sqrt{s}$

$$r = \frac{\alpha s \ln \frac{s}{m_e^2}}{2\pi (P_\perp^2 + \mu_v^2)} \left\{ \frac{x}{2} \left(\frac{q^2}{4\mu_v^2} - 1 \right) |G_m(q^2)|^2 + \right.$$

$$+ \frac{x^2 (1-x) P_\perp^2}{P_\perp^2 + \mu_v^2} \left(-\frac{3}{2} |G_e(q^2)|^2 - \frac{q^4}{12\mu_v^4} |G_q(q^2)|^2 + \frac{q^2}{4\mu_v^2} |G_m(q^2)|^2 \right) \Big\} \times \quad (9)$$

$$\times \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{s}{4\mu_v^2} - 1 \right) |G_m(s)|^2 + \frac{P_\perp^2}{s} \left(-\frac{3}{2} |G_e(s)|^2 - \frac{s^2}{12\mu_v^4} |G_q(s)|^2 + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{s}{4\mu_v^2} |G_m(s)|^2 \right) \right\}^{-1}.$$

3. Аннигиляция в пару частиц со спином 3/2.

Структурные функции $\overline{W}_i$ имеют вид [4]

$$\overline{W}_1 = \left(\frac{q^2}{4\mu^2} - 1 \right) \left(\frac{5}{9} |G_1(q^2)|^2 + \frac{16}{5} \frac{q^4}{16\mu^4} |G_3(q^2)|^2 \right) \delta(\omega_1 - 1),$$

$$\frac{\nu_1 \bar{W}_2}{\mu^2} = -2 \left\{ |G_0(q^2)|^2 + \frac{4}{9} \frac{q^4}{16 \mu^4} |G_2(q^2)|^2 - \right. \\ \left. - \frac{q^2}{4 \mu^2} \left(\frac{5}{9} |G_1(q^2)|^2 + \frac{16}{5} \frac{q^4}{16 \mu^4} |G_3(q^2)|^2 \right) \right\} \delta(\omega_1 - 1),$$

где $G_0(q^2)$, $G_2(q^2)$, $G_1(q^2)$ и $G_3(q^2)$ — соответственно формфакторы электрического заряда, квадрупольного электрического момента, дипольного и октупольного магнитных моментов.

Если при больших q^2 формфакторы ведут себя, по крайней мере, как $G_3(q^2) \sim (q^2)^{-3/2}$, $G_2(q^2) \sim (q^2)^{-1}$, $G_1(q^2) \sim (q^2)^{-1/2}$, то аналогично предыдущим случаям получим:

для $P_0 \ll \sqrt{s}$

$$r = \frac{\alpha \sqrt{s} \left(\ln \frac{s}{m_e^2} \right) P_0 \left(\frac{q^2}{4 \mu^2} - 1 \right) \left(\frac{5}{9} |G_1(q^2)|^2 + \frac{q^4}{5 \mu^4} |G_3(q^2)|^2 \right)}{\pi (P_\perp^2 + \mu^2) \left(\frac{s}{4 \mu^2} - 1 \right) \left(\frac{5}{9} |G_1(s)|^2 + \frac{s^2}{5 \mu^4} |G_3(s)|^2 \right)}, \quad (10)$$

для $P_0 \sim \sqrt{s}$

$$r = \frac{\alpha s \ln \frac{s}{m_e^2}}{2\pi (P_\perp^2 + \mu^2)} \left\{ x \left(\frac{q^2}{4 \mu^2} - 1 \right) \left(\frac{5}{9} |G_1(q^2)|^2 + \frac{q^4}{5 \mu^4} |G_3(q^2)|^2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{x^2 (1-x)}{(P_\perp^2 + \mu^2)} P_\perp^2 \left[-2 |G_0(q^2)|^2 - \frac{q^4}{18 \mu^4} |G_2(q^2)|^2 + \frac{q^2}{2 \mu^2} \left(\frac{5}{9} |G_1(q^2)|^2 + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{q^4}{5 \mu^4} |G_3(q^2)|^2 \right) \right] \right\} \left\{ \left(\frac{s}{4 \mu^2} - 1 \right) \left(\frac{5}{9} |G_1(s)|^2 + \frac{s^2}{5 \mu^4} |G_3(s)|^2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{P_\perp^2}{s} \left[-2 |G_0(s)|^2 - \frac{s^2}{18 \mu^4} |G_2(s)|^2 + \frac{s}{2 \mu^2} \left(\frac{5}{9} |G_1(s)|^2 + \frac{s^2}{5 \mu^4} |G_3(s)|^2 \right) \right] \right\}^{-1}. \quad (11)$$

4. Аннигиляция в пару частиц со спином 2.

Структурные функции $\bar{W}_i$ имеют вид [4]

$$\bar{W}_1 = \left(\frac{q^2}{4m^2} - 1 \right) \left(\frac{5}{8} |G_1(q^2)|^2 + \frac{q^4}{10 m^4} |G_3(q^2)|^2 \right) \delta(\omega_1 - 1),$$

$$\frac{\nu_1 \bar{W}_2}{m^2} = \left[- \left(\frac{5}{2} |G_0(q^2)|^2 + \frac{7}{9} \frac{q^4}{16 m^4} |G_2(q^2)|^2 + \frac{q^8}{315 m^8} |G_4(q^2)|^2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{q^2}{2m^2} \left(\frac{5}{8} |G_1(q^2)|^2 + \frac{q^4}{10 m^4} |G_3(q^2)|^2 \right) \right] \delta(\omega_1 - 1).$$

Вновь предполагая, что при больших q^2 формфакторы не растут, т. е.

$$G_1(q^2) \sim (q^2)^{-1/2}, \quad G_2(q^2) \sim (q^2)^{-1}, \quad G_3(q^2) \sim (q^2)^{-3/2}, \quad G_4(q^2) \sim (q^2)^{-2},$$

получим:

для $P_0 \ll \sqrt{s}$

$$r = \frac{\alpha \sqrt{s} \left(\ln \frac{s}{m_e^2} \right) P_0}{\pi (P_\perp^2 + m^2)} \frac{\left(\frac{q^2}{4m^2} - 1 \right) \left(\frac{5}{8} |G_1(q^2)|^2 + \frac{q^4}{10 m^4} |G_3(q^2)|^2 \right)}{\left(\frac{s}{4m^2} - 1 \right) \left(\frac{5}{8} |G_1(s)|^2 + \frac{s^2}{10 m^4} |G_3(s)|^2 \right)}, \quad (12)$$

для $P_0 \sim \sqrt{s}$

$$\begin{aligned} r = & \frac{\alpha s \ln \frac{s}{m_e^2}}{2\pi (P_\perp^2 + m^2)} x \left\{ \left(\frac{q^2}{4m^2} - 1 \right) \left[\frac{5}{8} |G_1(q^2)|^2 + \frac{q^4}{10 m^4} |G_3(q^2)|^2 \right] + \right. \\ & + \frac{x(1-x) P_\perp^2}{P_\perp^2 + m^2} \left[-\frac{5}{2} |G_0(q^2)|^2 - \frac{7}{9} \frac{q^4}{16 m^4} |G_2(q^2)|^2 - \frac{q^8}{315 m^8} |G_4(q^2)|^2 + \right. \\ & + \left. \frac{q^2}{2m^2} \left(\frac{5}{8} |G_1(q^2)|^2 + \frac{q^4}{10 m^4} |G_3(q^2)|^2 \right) \right] \left\{ \left(\frac{s}{4m^2} - 1 \right) \left(\frac{5}{8} |G_1(s)|^2 + \right. \right. \\ & + \left. \frac{s^2}{10 m^4} |G_3(s)|^2 \right) + \frac{P_\perp^2}{s} \left[-\frac{5}{2} |G_0(s)|^2 - \frac{7}{9} \frac{s^2}{16 m^4} |G_2(s)|^2 - \right. \\ & \left. \left. - \frac{s^4}{315 m^8} |G_4(s)|^2 + \frac{s}{2m^2} \left(\frac{5}{8} |G_1(s)|^2 + \frac{s^2}{10 m^4} |G_3(s)|^2 \right) \right] \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (13)$$

Отметим, что рождение пар частиц со спином $3/2$ и 2 пока экспериментально не наблюдалось в прямом канале и поэтому рассмотрение соответствующего процесса, сопровождаемого излучением, представляет пока теоретический интерес.

Как следует из формул (6)–(13), при сделанных предположениях относительно поведения формфакторов при больших q^2 и при конечных $x = \frac{2P_0}{\sqrt{s}}$ процесс аннигиляции в пару частиц различного спина, сопровождаемый излучением жесткого γ -кванта, является существенным и с необходимостью должен учитываться наряду с процессом без излучения.

В заключение автор выражает благодарность С. Г. Матиняну за руководство и полезные обсуждения.

Ереванский физический институт

Поступила 4.IV.1974

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. Г. Матинян, Ю. Ф. Пирогов, Н. Л. Тер-Исаакян, Ю. Г. Шахназарян. Письма ЖЭТФ, 18, 205 (1973); ЯФ, 19, 660 (1974).
2. В. Н. Байер, В. А. Хозе. ЖЭТФ, 48, 1708 (1965).
3. В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе. ЯФ, 3, 327 (1966).
4. Ю. Г. Шахназарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 235 (1971).
5. В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе. Препринт ЛИЯФ, 51 (1973).

ԿՈՇՏ ՖՈՏՈՆԻ ԶԱՌԱԳԱՅԹՄԱՄԲ ՈՒՂԵԿՅՎՈՂ e^+e^- - ԱՆՆԻԶԻՅԱՑԻԱՆ ՀԱԴՐՈՆՆԵՐԻ ԶՈՒՅԳԻ

Ս. Վ. ԵՍԱՅԲԵԿՅԱՆ

Դիտարկված է լեպտոնների զույգի (e^+e^-) աննիհիլյացիան հադրոնների զույգի, որն ուղեկցվում է լեպտոնի կողմից կոշտ ֆոտոնի ճառագայթմամբ: Հետազոտված են այն դեպքերը, երբ հադրոնների սպինը ընդունում է $S=1/2, 1, 3/2$ և 2 արժեքները: Ցույց է տրվում, որ հադրոնի սահմանափակ լայնական իմպուլսների դեպքում բարձր էներգիաների ժամանակ դիտարկված պրոցեսը հանդիսանում է էական և գերիշխում է ճառագայթումով չուղեկցվող պրոցեսի նկատմամբ:

e^+e^- -ANNIHILATION INTO HADRON PAIRS ACCOMPANIED WITH HARD PHOTON RADIATION

S. B. ESAJBEGYAN

The process of e^+e^- -annihilation into an hadron pair with the hard photon emission is studied. The cases of $1/2, 1, 3/2$ and 2 hadron spins are considered. It is shown that at high energies this process for restricted transverse hadron momenta is the essential one and dominates over the corresponding radiationless process.

СПЕКТР ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ γ -КВАНТОВ
НА ВЫСОТЕ 690 гсм^{-2} АТМОСФЕРЫ

Н. А. ГРИГОРОВ, С. В. МИТОЯН, А. И. САВЕЛЬЕВА

Приводятся экспериментальные данные об энергетическом и угловом распределениях высокоэнергичных γ -квантов на высотах гор, полученные на установке „ионизационный калориметр в сочетании с контролируемыми ядерными фотоэмульсиями“.

Изучение характеристик элементарного акта взаимодействия высокоэнергичных адронов космических лучей проводится, в основном, в двух направлениях: а) исследование энергетического и углового распределений адронной, мюонной и γ -компонент в атмосфере, измерение интенсивности образования этих компонент на разных глубинах в атмосфере, б) детальное изучение случаев индивидуальных актов взаимодействия высокоэнергичных адронов.

Следуя этим направлениям, наряду с изучением отдельных случаев взаимодействия адронов при энергиях $E_0 > 1 \text{ Тэв}$, рассмотренных в работах [1—3], нами получены экспериментальные данные о высокоэнергичных γ -квантах на высотах гор (690 гсм^{-2}). Эти экспериментальные данные, сами по себе представляющие интерес, дают также косвенное указание о природе частиц «первичного пучка» — компоненты, генерирующей высокоэнергичные γ -кванты в атмосфере.

Примененная установка — «ионизационный калориметр в сочетании с контролируемыми ядерными фотоэмульсиями», а также методика обработки экспериментального материала описаны в работах [1, 4]. Детектор γ -квантов в установке представлял собой эмульсионную камеру, состоящую из трех рядов ядерных фотоэмульсий (фотопластинки типа «Р» — НИКФИ на стекле, с толщиной эмульсионного слоя 50 мкм) и трех свинцовых пластин с толщиной 1 см каждая.

Просмотр проводился с помощью лупы (увеличение $\times 2,5$) для фотоэмульсий нижнего ряда, экспонировавшихся под свинцовыми фильтрами с толщиной 3 см . Энергетический порог обнаружения электронно-фотонных каскадов зависит от общего фона в просматриваемых эмульсиях, от степени развития и зенитного угла падения электронно-фотонных каскадов. В настоящей работе порог обнаружения электронно-фотонных каскадов при просмотре лупой составлял $E_{\gamma \text{ пор.}} \simeq 1 \text{ Тэв}$ (в случае одного ствола). Это значение $E_{\gamma \text{ пор.}}$ было проверено путем повторного просмотра фотоэмульсий площадью $0,5 \text{ м}^2$ с помощью микроскопа при увеличении $10 \times 7 \times 1,5$. Порог обнаружения электронно-фотонных каскадов при таком просмотре был ниже $E_{\gamma \text{ пор.}} \simeq 1 \cdot 10^{11} \text{ эв}$.

Эффективность нахождения с помощью лупы электронно-фотонных каскадов в эмульсиях определялась повторным просмотром лупой двух квадратных метров эмульсии. Оказалось, что при значении зенитного угла

падения $5^\circ \lesssim \theta \lesssim 65^\circ$ и энергии электронно-фотонных каскадов $E_\gamma \gtrsim 1,5 \cdot 10^{12}$ эв эффективность нахождения превышает 90%.

Энергия электронно-фотонных каскадов оценивалась методом «осевого приближения», предложенным Пинкау [5, 6]. Экспериментальные кривые распределения электронных следов $N(<R)$ в зависимости от расстояния от центра электронно-фотонного каскада одновременно по трем рядам фотоэмульсий под $2t$, $4t$, $6t$ (t —лавинная единица длины) свинцовыми фильтрами сравнивались с теоретическими кривыми. Точность определения энергии при этом составляла (20—30) %.

Полная экспозиция в эксперименте составила $st = 1,4 \cdot 10^4$ м² час, а число зарегистрированных γ -квантов с энергией $E_\gamma \gtrsim 1$ Тэв — 490.

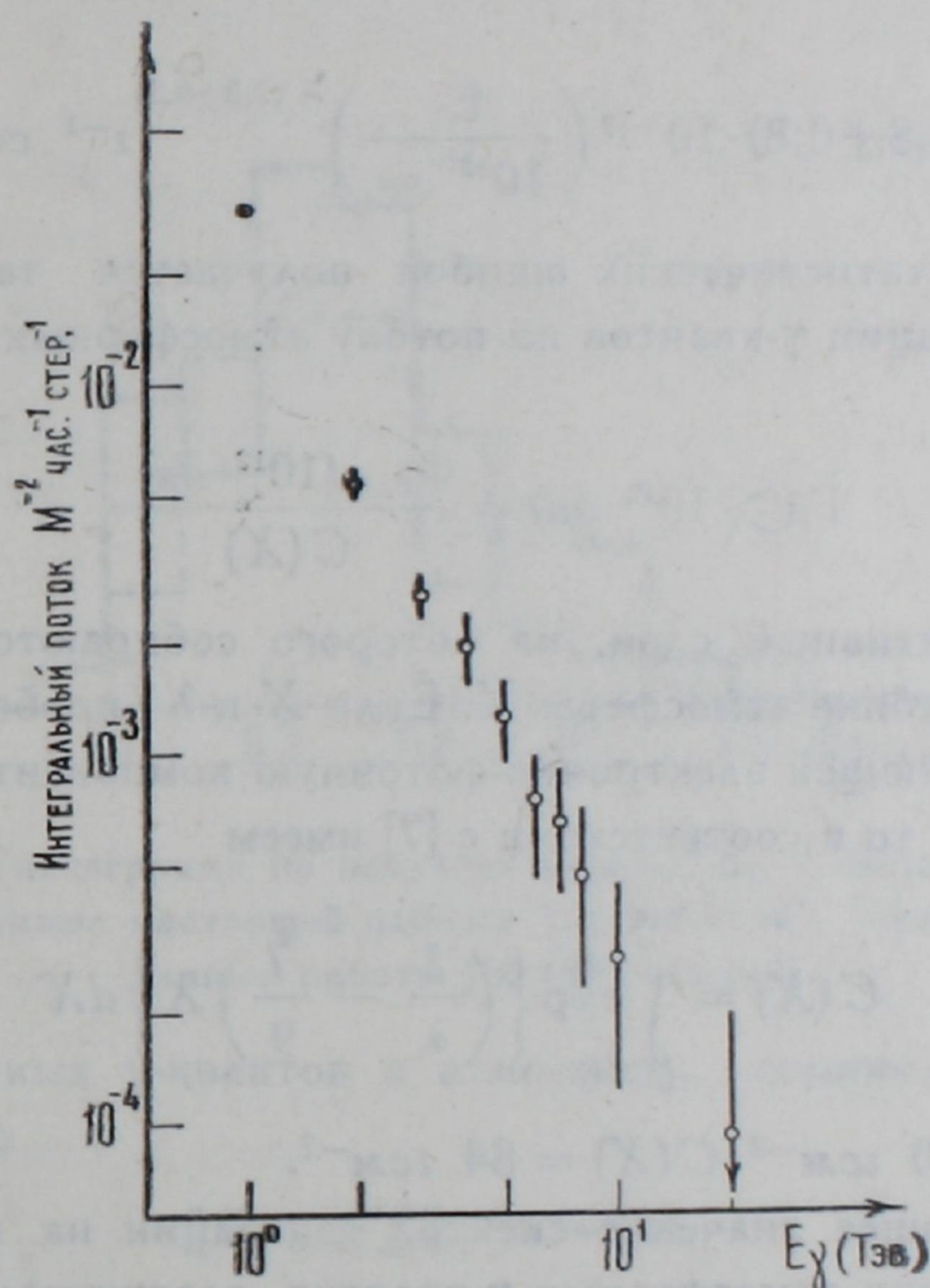


Рис. 1. Интегральный энергетический спектр атмосферных γ -квантов на высотах гор ($X = 690$ гсм⁻²).

Результаты исследования имеющегося экспериментального материала следующие.

1. Получено интегральное распределение атмосферных γ -квантов (рис. 1). Это распределение в интервале энергий $E_\gamma = (1-10)$ Тэв аппроксимируется функцией

$$\Phi_{e, \gamma}(E) = \Phi_{e, \gamma}(10^{12} \text{ эв}) \times \left(\frac{E}{10^{12} \text{ эв}} \right)^{-\beta},$$

где

$$\Phi_{e, \gamma}(10^{12} \text{ эв}) = (3,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-2} \text{ час}^{-1} \text{ стер}^{-1},$$

$$\beta = 2,10 \pm 0,16 \text{ (ошибки — статистические).}$$

2. Интегральные распределения по величине суммарной энергии ΣE_γ семейств генетически связанных γ -квантов, возникших во взаимодействиях адронов с ядрами воздуха и графита (критерий отбора взаимодействий адронов с ядрами графитовой мишени установки приведен в работе [1]), также аппроксимируются степенной функцией в интервале энергий $\Sigma E_\gamma = (1,5-10,5) \text{ Тэв}$ и соответствующие значения спектров следующие: $\beta_B = 1,7 \pm 0,2$, $\beta_C = 1,7 \pm 0,3$.

3. Исходя из значения потока γ -квантов с энергией $E_\gamma \gtrsim 1 \text{ Тэв}$, возникших во взаимодействиях адронов с ядрами графитовой мишени установки, получен спектр генерации высокоэнергичных γ -квантов на высотах гор — число γ -квантов различных энергий, рожденных в 1 г вещества на высотах гор,

$$\Gamma(>E_\gamma) = (8,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-12} \left(\frac{E_\gamma}{10^{12} \text{ эв}} \right)^{-(2,3 \pm 0,3)} \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}.$$

В пределах статистических ошибок получается такой же результат, если спектр генерации γ -квантов по потоку атмосферных γ -квантов оценить по формуле

$$\Gamma(>10^{12} \text{ эв}) = \frac{\Phi_{e, \gamma}(10^{12} \text{ эв})}{C(X)},$$

где $C(X)$ — эффективный слой, из которого собираются γ -кванты, регистрируемые на глубине атмосферы X . Если X и λ (пробег поглощения компоненты, генерирующей электронно-фотонную компоненту) выражать в лавинных единицах, то в соответствии с [7] имеем

$$C(X) = \int_0^X \exp \left\{ \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{7}{9} \right) X \right\} dX$$

и для уровня 690 гсм^{-2} $C(X) = 84 \text{ гсм}^{-2}$.

Соответствующее значение спектра генерации на высоте 690 гсм^{-2} , оцененное по потоку атмосферных γ -квантов, следующее

$$\Gamma(>E_\gamma) = (9,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-12} \left(\frac{E_\gamma}{10^{12} \text{ эв}} \right)^{-(2,1 \pm 0,2)} \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}.$$

4. Зенитное* угловое распределение индивидуальных γ -квантов в интервале углов $\theta = (5^\circ - 45^\circ)$ представляется в виде

$$f(\cos \theta) d(\cos \theta) = N_\gamma m \cos^{m-1} \theta d(\cos \theta),$$

где $N_\gamma = 85$ — полное число наблюдаемых квантов с $E_\gamma \gtrsim 2 \text{ Тэв}$, $m = 8,3 \pm 0,9$ — показатель интегрального распределения.

Путем несложных вычислений нетрудно показать, что по значению показателя зенитно-углового распределения γ -квантов можно оценить пробег

* Зенитный угол падения ливня θ определялся по соотношению $\text{tg} \theta = l_{\text{мкм}}/50 \text{ мкм}$, где 50 мкм — толщина эмульсионного слоя, $l_{\text{мкм}}$ — средняя длина проекций следов в центральной части электронно-фотонного каскада. Точность определения $\Delta \theta = \pm 2^\circ$.

поглощения компоненты, генерирующей электронно-фотонную компоненту в атмосфере. Они связаны соотношением $m = \frac{X}{\lambda} + 2$. По результатам настоящей работы $\lambda = (111 \pm 16) \text{ гсм}^{-2}$.

5. Распределение всех электронно-фотонных ливней, зарегистрированных в настоящем эксперименте, с числом стволов в семействе $n_\gamma \geq 3$ и $\sum E_\gamma \geq 3 \text{ Тэв}$ (55 событий) по величине $E_{\gamma \text{ max}}/\sum E_\gamma$ ($E_{\gamma \text{ max}}$ — энергия наиболее энергичного γ -кванта в семействе) в пределах статистических ошибок согласуется с распределением, полученным в работе [8] (см. рис. 2). Вид полученного распределения позволяет, по-видимому, сделать заключение, что во взаимодействиях адронов, ответственных за образова-

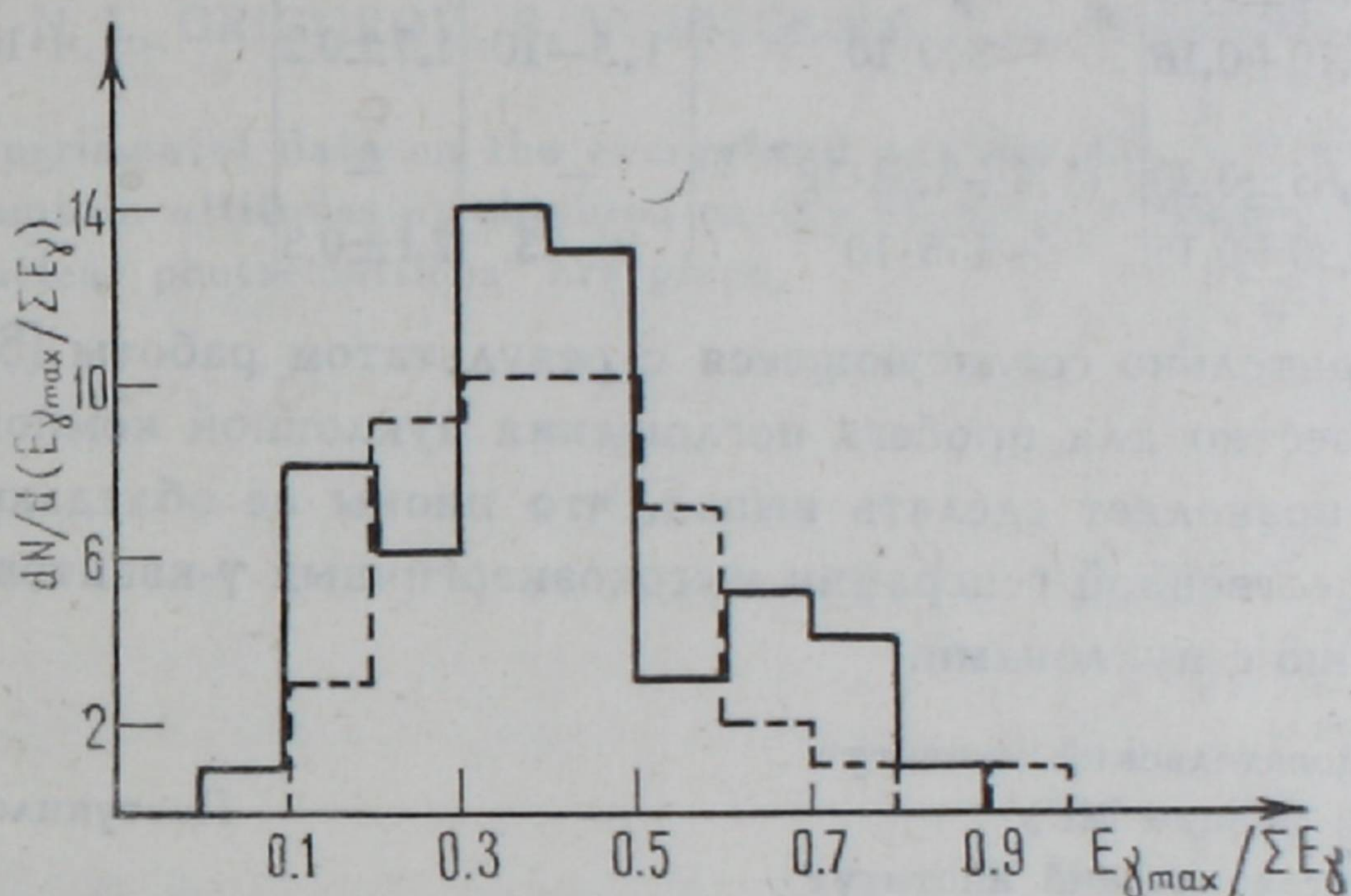


Рис. 2. Гистограмма по величине $E_{\gamma \text{ max}}/\sum E_\gamma$. Сплошная линия — данные настоящей работы (55 событий), пунктир — данные работы [8] (43 события).

ние высокоэнергичных γ -квантов в атмосфере, доминируют взаимодействия, для которых

$$\langle E_{\gamma \text{ max}}/\sum E_\gamma \rangle \sim 0,4.$$

6. Энергетический спектр γ -квантов в атмосфере на высотах гор в области энергий $E_\gamma \gtrsim 1 \text{ Тэв}$ вот уже более 10 лет изучается многими научными группами [8—12] методом эмульсионных камер. Сравнение результатов этих работ с данными, полученными в настоящей работе, показывает, что все данные в пределах погрешностей удовлетворительно согласуются друг с другом (см. табл.). Это касается тождественности спектра γ -квантов в атмосфере спектру адронов, а также тождественности спектров по величине суммарной энергии γ -квантов в семействе $\sum E_\gamma$ и по энергии отдельных квантов E_γ в атмосфере.

Последнее заключение указывает на существование процесса генерации вторичных частиц с однородным, не зависящим от E_0 энергетическим распределением.

7. То обстоятельство, что значение $\lambda = (111 \pm 16) \text{ гсм}^{-2}$ пробега поглощения компоненты, генерирующей электронно-фотонную компонен-

Таблица

Спектр γ -квантов				Спектр по величине суммарной энергии γ -квантов — ΣE_γ			
глубина в атмосфере ($\Gamma_{см}^{-2}$)	интервал энергии ($Тэв$)	показатель спектра β	абсолютный поток $\Phi (\gtrsim 1 \cdot 10^{12} эв) м^{-2} час^{-1} стер^{-1}$	интервал энергии ($Тэв$)	показатель спектра β	абсолютный поток $\Phi (\gtrsim 1,5 \cdot 10^{12} эв) м^{-2} час^{-1} стер^{-1}$	работа
700	1—10	$2,20 \pm 0,14$	$\sim 1,7 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	[9]
700	1,2—10	$2,00 \pm 0,20$	$\sim 2 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	[10]
700	1,2—10	$2,20 \pm 0,20$	$\sim 1,4 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	[10]
690	>1	$1,90 \pm 0,16$	$\sim 2,3 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	[11]
690	1—10	$2,10 \pm 0,16$	$\sim 3,0 \cdot 10^{-2}$	1,5—10	$1,7 \pm 0,2$	$\sim 1,4 \cdot 10^{-2}$	наст. раб.
720	1—10	$1,85 \pm 0,30$	$(1,6 \div 3,2) \cdot 10^{-2}$	—	—	—	[12]
730	>1	$2,30 \pm 0,15$	$\sim 1,6 \cdot 10^{-2}$	2—23	$2,1 \pm 0,3$	—	[8]

ту, удовлетворительно согласующееся с результатом работы [8], совпадает с тем, что известно для пробега поглощения нуклонной компоненты в атмосфере [13], позволяет сделать вывод, что пионы не обладают способностью преимущественной генерации высокоэнергичных γ -квантов в атмосфере по сравнению с нуклонами.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики МГУ
Ереванский политехнический институт

Поступила 28.IX. 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Л. Григоров, С. В. Митоян, А. И. Савельева. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 93 (1973).
2. Н. Л. Григоров и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 363 (1974).
3. Н. Л. Григоров и др. Материалы Всесоюзной конф. по физике космических лучей, Харьков, 1973; Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 954 (1974).
4. Н. Л. Григоров, С. В. Митоян, А. И. Савельева. Материалы конференции и ЕрПИ, 1973.
5. K. Pinkau. Phil. Mag., 2, 1389 (1957).
6. K. Pinkau. Nuovo Cim., 33, 221 (1964).
7. Л. Т. Барздей и др. Труды ФИАН, 26, 224 (1964).
8. M. Akashi et al. Progr. Theor. Phys., Suppl., 32, 3 (1964).
9. А. В. Апанасенко и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 33, 1429 (1969); Acta Phys. Acad. Scien. Hung., 29, Suppl., 3, 85 (1970).
10. Т. П. Аминева и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 2049 (1971).
11. Х. П. Бабаян, Н. А. Марутян, С. В. Митоян. Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 196 (1968).
12. E. Heidbreder, K. Pinkau. Z. Phys., 211, 51 (1968).
13. Н. Л. Григоров, И. Д. Рапопорт, В. Я. Шестоперов. Частицы высоких энергий в космических лучах, Изд. Наука, М., 1973.

ՄԵԾ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ γ -ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԸ ՄԹՆՈՂՈՐՏԻ
690 գ սմ⁻² ԲԱՐՁՐՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ն. Լ. ԳՐԻԳՈՐՈՎ, Ս. Վ. ՄԻՏՈՅԱՆ, Ա. Ի. ՍԱՎԵԼՅԵՎԱ

Բերվում են փորձնական տվյալներ լեռների բարձրության վրա մեծ էներգիայի γ -քվանտների էներգետիկ և անկյունային բաշխումների մասին, որոնք ստացվել են «իոնիզացիոն կալորիմետր հսկվող միջուկային ֆոտոէմուլսիաների հետ» սարքով:

SPECTRUM OF HIGH ENERGY γ -RAYS AT 690 Gcm⁻²
ATMOSPHERIC ALTITUDE

N. L. GRIGOROV, S. V. MITOYAN, A. I. SAVEL'eva

The experimental data on the energy and angular distributions of high energy γ -rays at mountain altitudes as obtained on the plant „Ionization calorimeter with controlled nuclear photoemulsions“ are given.

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧАХ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА

А. Ж. МУРАДЯН

Теория Дике обобщена на случай наличия внешнего поля излучения. Предложен метод определения показателя преломления среды в квантовой теории. Показано, что квантовая теория приводит к расщеплению квазиклассических линий трехфотонного взаимодействия и атомного поглощения.

1. Введение

Последовательная квантовая теория взаимодействия поля излучения с атомами впервые была рассмотрена Дике [1]. В квазиклассической постановке задачи отдельные атомы поглощают и излучают свет независимо. В модели Дике вероятность излучения (поглощения) одного определенного атома зависит от состояния других атомов, которые взаимодействуют между собой через поле. Дике была рассмотрена задача спонтанного излучения для разных случаев, когда в начальный момент времени некоторое количество атомов возбуждено. В частности, было показано, что для газа, объем которого меньше λ^3 (λ —длина волны), спонтанный процесс носит когерентный характер.

После работы [1] многими авторами рассматривались разные задачи [3—10]. Исследовались временные особенности спонтанного и вынужденного процессов, вопросы естественной ширины линий и т. д. Как правило, указанные задачи имели следующую постановку: в момент времени $t=0$ включается взаимодействие и рассматривается изменение физических характеристик системы со временем.

В работе [11] наблюдалось влияние коллективного эффекта Дике на прохождение светового импульса через газовую среду. Представляет интерес выяснить, как появляются коллективные эффекты Дике в процессах рассеяния (это более реальная постановка задачи). Рассеяние интенсивного монохроматического излучения системой атомов рассматривалось в квазиклассической теории [2]. Квазиклассический подход фактически соответствует одноатомному приближению (каждый атом взаимодействует с интенсивным полем независимо от других атомов). Для энергии системы «атом плюс поле» квазиклассическая теория дает (атом до взаимодействия находился в основном состоянии)

$$E' = E - \frac{\varepsilon}{2} (\sqrt{1 + \xi_{\phi}} - 1), \quad (1)$$

где E —энергия системы без взаимодействия, $\varepsilon = \omega_0 - \omega$, ω —частота фотона, ω_0 —частота перехода изолированного атома, $\xi_{\phi} = 4\pi |\beta|^2 / \varepsilon^2$ —безразмерный параметр интенсивности излучения, π —число падающих фотонов, β —матричный элемент перехода. В случае многих атомов добавляет-

ся собственная энергия этих атомов и энергия взаимодействия умножается на число атомов.

Взаимодействие интенсивного поля излучения с веществом меняет и показатель преломления среды, который для монохроматической волны определяется из соотношения

$$\omega(\vec{k}) = \omega + \frac{N|\beta|^2}{\varepsilon \sqrt{1 + \xi_\Phi}}, \quad (2)$$

где $\omega(\vec{k}) \equiv |\vec{k}|$, $\vec{k}$ — волновой вектор волны, N — число атомов. Для поперечника вынужденного резонансного поглощения было получено

$$d\sigma_n = \pi V |\beta'|^2 \frac{1 + \xi_\Phi/2 + \sqrt{1 + \xi_\Phi}}{1 + \xi_\Phi} \delta(\omega' - \omega_n), \quad (3)$$

$$\omega_n = \omega + \varepsilon \sqrt{1 + \xi_\Phi}.$$

Приведем также выражения для поперечников релеевского рассеяния и вынужденного трехфотонного взаимодействия:

$$d\sigma_{\text{рел.}} = \frac{\pi V |\beta'|^2}{2} \frac{\xi_\Phi}{1 + \xi_\Phi} \delta(\omega' - \omega), \quad (4)$$

$$d\sigma_{\text{тр}} = \pi V |\beta'|^2 \frac{1 + \xi_\Phi/2 - \sqrt{1 + \xi_\Phi}}{1 + \xi_\Phi} \delta(\omega' - \omega_{\text{тр}}), \quad (5)$$

$$\omega_{\text{тр}} = \omega - \sqrt{1 + \xi_\Phi}.$$

Целью настоящей работы является построение квантовой теории эффектов поглощения и рассеяния и выяснение вопроса о том, насколько существенны квантовые коллективные эффекты в этих процессах.

2. Стационарные состояния

Рассмотрим систему, состоящую из n «сильных» фотонов с волновым вектором $\vec{k}$, «слабого» поля с волновым вектором $\vec{k}' \neq \vec{k}$ и N идентичных двухуровневых атомов. Следуя Дике, запишем гамильтониан такой системы в виде

$$H = H_0 + U, \quad (6)$$

$$H_0 = \frac{\omega_0}{2} \sum_{j=1}^N \sigma_z^j + \beta(\vec{k}) c(\vec{k}) \sum_{j=1}^N \sigma_+^j e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_j} + \beta^*(\vec{k}) c^+(\vec{k}) \sum_{j=1}^N \sigma_-^j e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_j} +$$

$$+ \omega(\vec{k}) c^+(\vec{k}) c(\vec{k}) + H_{\text{рад.}}, \quad H_{\text{рад.}} = \sum_{\vec{k}'} \omega(\vec{k}') c^+(\vec{k}') c(\vec{k}'),$$

$$U = \sum_{\vec{k}'} \beta(\vec{k}') c(\vec{k}') \sum_{j=1}^N \sigma_+^j e^{i\vec{k}' \cdot \vec{x}_j} + \text{к. с.},$$

где $\sigma_{\pm, 3}^j$ — матрицы Паули для j -го атома, $c^+(\vec{k})$ и $c(\vec{k})$ — соответственно операторы испускания и поглощения фотона с волновым вектором $\vec{k}$, а штрих у знака суммы означает, что $\vec{k}' \neq \vec{k}$. Отметим, что поляризационные эффекты не рассматриваются.

Моды $\vec{k}$ учтем как возмущение. Начальное состояние соответствует стационарному состоянию N атомов в поле n фотонов типа $\vec{k}$, когда до взаимодействия все атомы находятся в основном состоянии. Совершив фазовое преобразование $S = \exp\left(\frac{i}{2} \sum \vec{k} \vec{x}_j \cdot \sigma_3^j\right)$, для оператора $H_0 - H_{\text{rad}}$ получим

$$h = \omega_0 J_3 + \beta(\vec{k}) c(\vec{k}) J_+ + \beta^*(\vec{k}) c^+(\vec{k}) J_- + \omega(\vec{k}) c^+(\vec{k}) c(\vec{k}),$$

где $J_{\pm, 3}$ — компоненты полного спина системы: $J_{\pm} = \sum_{j=1}^N \sigma_{\pm}^j$, $J_3 = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sigma_3^j$. Кроме оператора квадрата полного момента с гамильтонианом коммутирует также оператор $\eta = J_3 + c^+(\vec{k}) c(\vec{k})$, что связано с сохранением числа возбуждений. Наконец, с h коммутирует и оператор перестановки любой пары атомов.

Обозначим через $f_l\left(\frac{N}{2}, n\right)$ и $f_l\left(\frac{N}{2}-1, n\right)$ собственные функции операторов h , J^2 и η для собственных значений $J = \frac{N}{2}$ и $J = \frac{N}{2} - 1$ соответственно, $E_l = -\frac{N\omega_0}{2} + n\omega - l\epsilon$ без взаимодействия, $\eta = -\frac{N}{2} + n$. Как увидим ниже, эти состояния и будут нужны нам при рассмотрении эффектов поглощения и рассеяния света. Их будем искать в виде

$$f_l\left(\frac{N}{2}, n\right) = \sum_{k=0}^{k_m} \left(\frac{\beta}{\beta^*}\right)^{\frac{k}{2}} a_k^{(l)}\left(\frac{N}{2}, n+1\right) \left|\frac{N}{2}, -\frac{N}{2} + k\right\rangle |n-k\rangle, \quad (7)$$

$$f_l\left(\frac{N}{2}-1, n\right) = \sum_{k=1}^{k_m-1} \left(\frac{\beta}{\beta^*}\right)^{\frac{k}{2}} a_k^{(l)}\left(\frac{N}{2}-1, n+1\right) \times \\ \times \left|\frac{N}{2}-1, -\frac{N}{2} + k\right\rangle |n-k\rangle, \quad (8)$$

где $|J, m\rangle$ — собственные функции момента J и его проекции m , $|n\rangle$ — состояние системы n фотонов и $k_m = \min(n, N)$. Для краткости индекс $\vec{k}$ у $\beta(\vec{k})$ опущен.

Коэффициенты разложений (7) и (8) удовлетворяют соответственно уравнениям

$$\left[\mu_l \left(\frac{N}{2} \right) - k \varepsilon(\vec{k}) \right] a_k^{(l)} \left(\frac{N}{2}, n \right) = |\beta| \sqrt{(n-k)(N-k+1)k} a_{k-1}^{(l)} \left(\frac{N}{2}, n \right) +$$

$$+ |\beta| \sqrt{(n-k-1)(N-k)(k+1)} a_{k+1}^{(l)} \left(\frac{N}{2}, n \right), \quad 0 \leq k \leq k_m, \quad (9)$$

$$\left[\mu_l \left(\frac{N}{2} - 1 \right) - k \varepsilon(\vec{k}) \right] a_k^{(l)} \left(\frac{N}{2} - 1, n \right) =$$

$$= |\beta| \sqrt{(n-k)(N-k)(k-1)} a_{k-1}^{(l)} \left(\frac{N}{2} - 1, n \right) +$$

$$+ |\beta| \sqrt{(n-k)(N-k-1)k} a_{k+1}^{(l)} \left(\frac{N}{2} - 1, n \right), \quad 1 \leq k \leq k_m - 1, \quad (10)$$

где

$$\mu_l \equiv E_l + \frac{N\omega_0}{2} - (n-1)\omega(\vec{k}), \quad \varepsilon(\vec{k}) \equiv \omega_0 - \omega(\vec{k}).$$

Системы (9) и (10) в общем случае не имеют точных аналитических решений, поэтому рассмотрим частные случаи.

а) Случай «сильного» поля. Когда число падающих фотонов много больше числа атомов, то для энергетического спектра системы при $J = \frac{N}{2}$ имеем

$$E_l \left(\frac{N}{2}, n \right) = -\frac{N\omega_0}{2} + n\omega(\vec{k}) - \frac{N\varepsilon(\vec{k})}{2} \left(\sqrt{1 + \xi_\phi(\vec{k})} - 1 \right) +$$

$$+ l\varepsilon(\vec{k}) \sqrt{1 + \xi_\phi(\vec{k})}, \quad (11)$$

где $0 \leq l \leq N$, а $\xi_\phi(\vec{k})$ получается из ξ_ϕ при $\varepsilon \rightarrow \varepsilon(\vec{k})$. Формула (11) показывает, что в этом случае энергетический спектр эквидистантен, причем разность энергий между двумя соседними уровнями есть

$\varepsilon(\vec{k}) \sqrt{1 + \xi_\phi(\vec{k})}$. Целое число l показывает, сколько атомов возбуждено при выключении взаимодействия, т. е. начальному состоянию соответствует $l = 0$.

$E_l \left(\frac{N}{2} - 1, n \right)$ имеет такой же вид, что и (11), только

число энергетических уровней на два меньше, что связано с уменьшением числа проекций полного момента ($1 \leq l \leq N-1$).

Квазиклассическое рассмотрение соответствует одноатомному приближению, так что случай $J = \frac{N}{2} - 1$ не имеет квазиклассического аналога.

Сравнение формул (11) и (1) показывает, что квазиклассический резуль-

тат получается из квантового при $l=0$ заменой $\varepsilon(\vec{k}) \rightarrow \varepsilon$. Как будет показано в следующем разделе, это различие несущественно.

б) Случай «слабого» поля. Если число падающих фотонов много меньше числа атомов, то для энергии при $J = \frac{N}{2}$ получается

$$E_l\left(\frac{N}{2}, n\right) = -\frac{N\omega_0}{2} + n\omega(\vec{k}) - \frac{n\varepsilon(\vec{k})}{2} \left(\sqrt{1 + \xi_{am}(\vec{k})} - 1\right) + l\varepsilon(\vec{k}) \sqrt{1 + \xi_{am}(\vec{k})}, \quad (12)$$

где $\xi_{am}(\vec{k}) = 4N|\beta|^2/\varepsilon^2(\vec{k})$ — безразмерный параметр плотности атомов, $0 \leq l \leq n$. В случае $J = \frac{N}{2} - 1$ имеем

$$E_l\left(\frac{N}{2} - 1, n\right) = -\frac{N\omega_0}{2} + n\omega(\vec{k}) - \frac{(n-1)\varepsilon(\vec{k})}{2} \left(\sqrt{1 + \xi_{am}(\vec{k})} - 1\right) + l\varepsilon(\vec{k}) \sqrt{1 + \xi_{am}(\vec{k})}. \quad (13)$$

На рис. 1 представлена схематическая картина энергетических уровней при $n \gg N$ для случаев $J = \frac{N}{2}$ и $J = \frac{N}{2} - 1$, а на рис. 2 — при $n \ll N$. Для определенности выбрано $\varepsilon > 0$. С левой стороны ука-

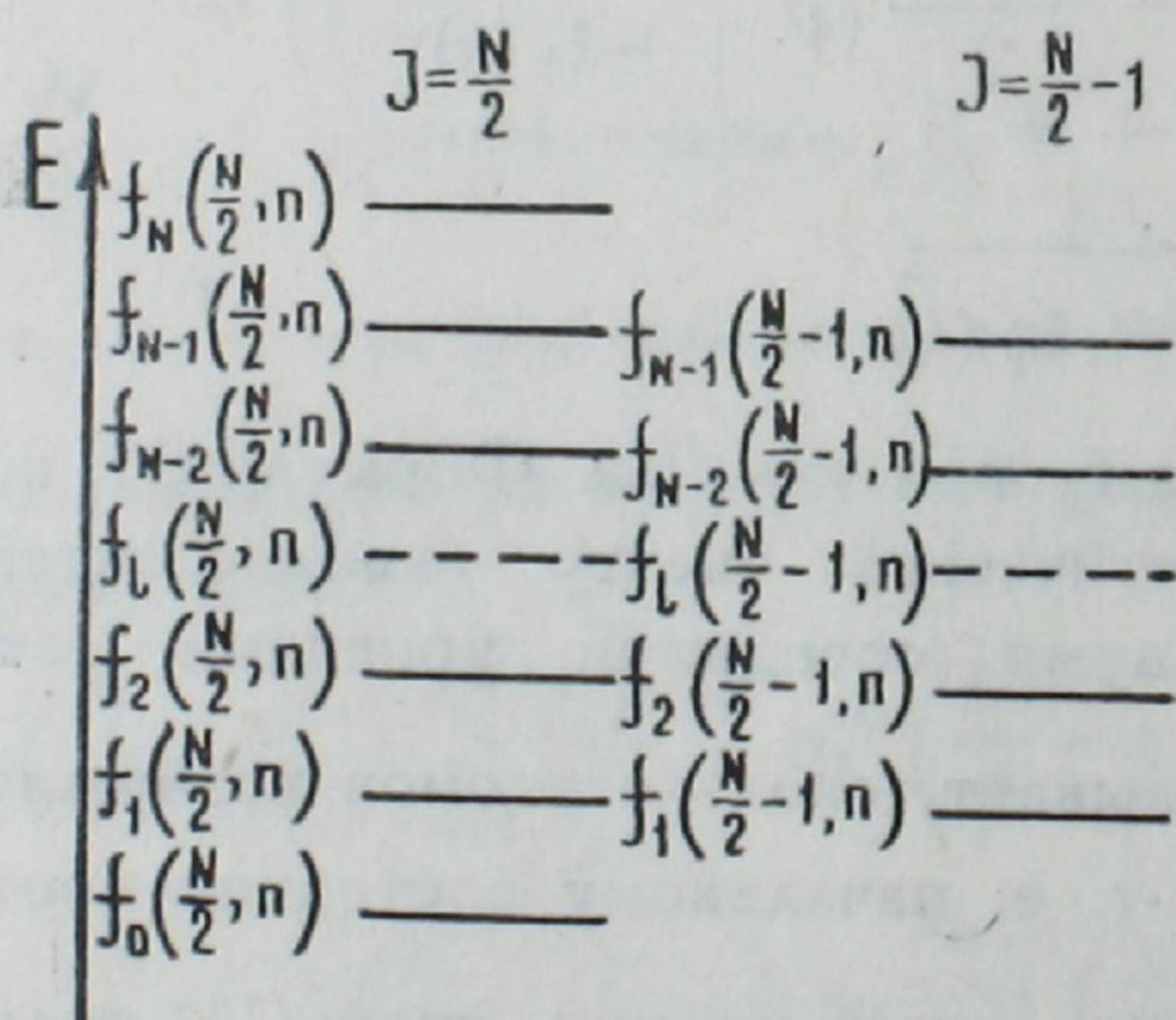


Рис. 1.

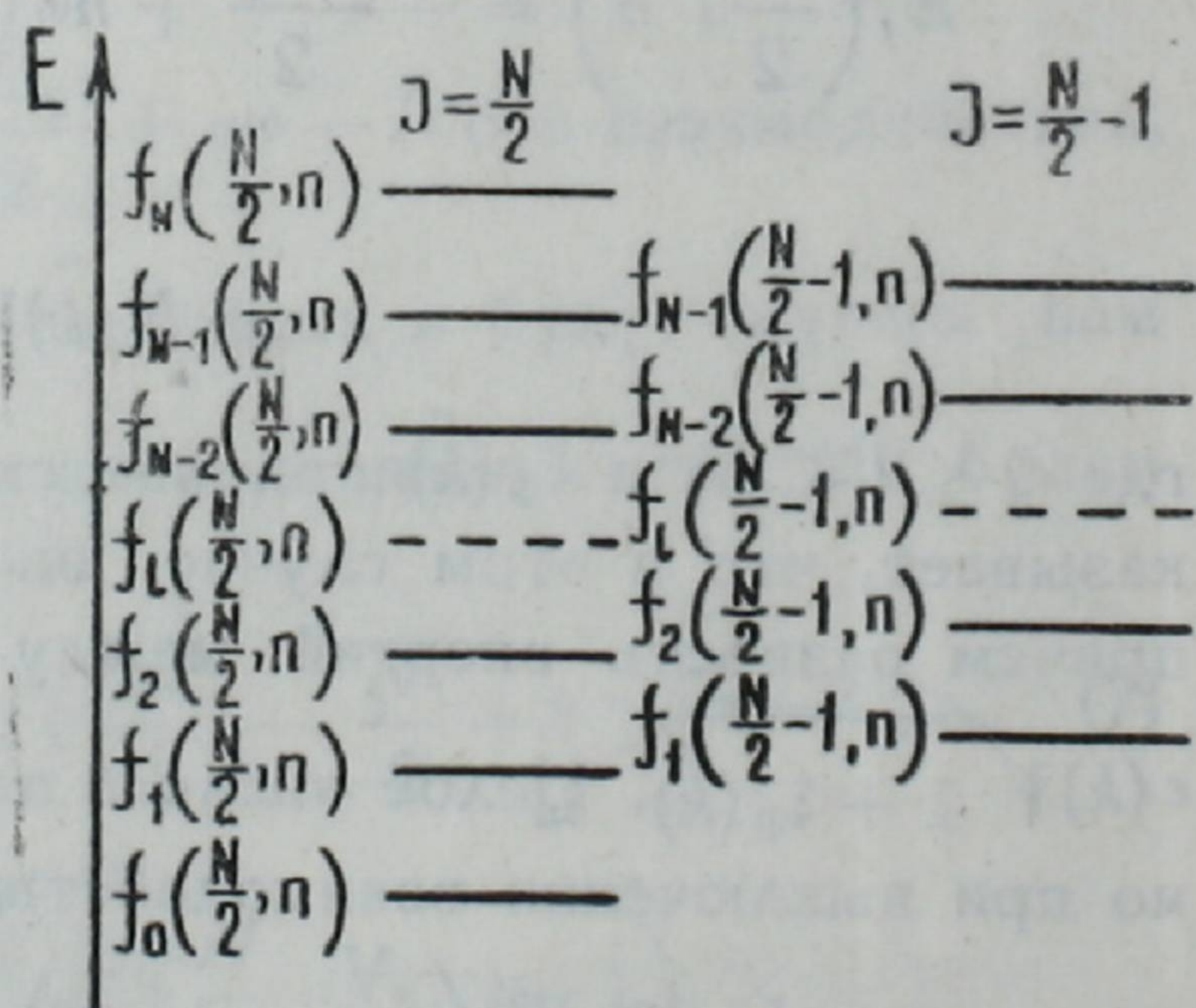


Рис. 2.

заны волновые функции этих состояний. Волновая функция начального состояния есть $f_0\left(\frac{N}{2}, n\right)$. Состояния с $J = \frac{N}{2}$ будем называть симметричными, а с $J = \frac{N}{2} - 1$ — несимметричными (см. раздел 4).

Переходы $l=0 \rightarrow l=1$ (симметричное или несимметричное состояния) дают процессы поглощения или трехфотонного взаимодействия, так как в результате такого процесса один атом остается возбужденным (см. формулы (11)—(13)). Переходы $l=0 \rightarrow l=2$ дают двухфотонное поглощение или четырехфотонное взаимодействие (три фотона поглощаются из падающего пучка, один из них излучается, а два атома остаются возбужденными) и т. д. Отметим, что в случае $n \gg N$ симметричные и несимметричные состояния с равными l имеют одинаковую энергию, так что эти переходы спектрально неразличимы. В случае же $n \ll N$ эти состояния имеют разные энергии, что приводит к расщеплению как атомной линии поглощения, так и линии трехфотонного взаимодействия.

Расчеты по теории возмущений по параметрам $\xi_{\phi}(\vec{k})$ и $\xi_{am}(\vec{k})$ показывают, что и в общем случае эти расщепления остаются.

3. Показатель преломления для монохроматической волны

Стационарная волновая функция системы, когда до взаимодействия все атомы находились в основном состоянии, имеет вид

$$\psi_n(t) = e^{-iE_0\left(\frac{N}{2}, n\right)t} \sum_{k=0}^n \left(\frac{\beta}{\beta^*}\right)^{\frac{k}{2}} a_k^{(0)}\left(\frac{N}{2}, n+1\right) \times \\ \times \left| \frac{N}{2}, -\frac{N}{2} + k \right\rangle \left| n-k \right\rangle.$$

Если начальное состояние было когерентным, то

$$\Psi(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(t) \frac{z^n}{\sqrt{n!}} e^{-\frac{|z|^2}{2}}. \quad (14)$$

Для нахождения показателя преломления среды вычислим среднее значение оператора поглощения фотона с помощью волновой функции $\Psi(t)$, что и определяет характер временного изменения $\langle c(\vec{k}) \rangle$. В случае «сильного» поля для $\langle c(\vec{k}) \rangle$ имеем

$$\langle c(\vec{k}) \rangle = \sqrt{\frac{\beta}{\beta^*}} z \exp \left\{ -it \left[E_0\left(\frac{N}{2}, n+1\right) - E_0\left(\frac{N}{2}, n\right) \right] \right\}.$$

Тогда частота фотона определяется из соотношения

$$\omega = E_0\left(\frac{N}{2}, \bar{n}+1\right) - E_0\left(\frac{N}{2}, \bar{n}\right),$$

из которого следует уравнение для определения коэффициента преломления среды

$$\omega(\vec{k}) = \omega + \frac{N|\beta|^2}{\varepsilon(\vec{k}) \sqrt{1 + \xi_{\phi}(\vec{k})}}. \quad (15)$$

Это уравнение приводит к результату, отличному от квазиклассического членом, пропорциональным $(N/\bar{n})^2$, т. е. в этом случае коллективные эффекты не сказываются.

В случае же «слабого» поля для $\langle c(\vec{k}) \rangle$ получаем следующее значение:

$$\langle c(\vec{k}) \rangle = \sqrt{\frac{\beta}{\beta^*}} z^{\frac{1 + \sqrt{1 + \xi_{am}(\vec{k})}}{2 \sqrt{1 + \xi_{am}(\vec{k})}}} \exp \left\{ -it \left[E_0 \left(\frac{N}{2}, \bar{n} + 1 \right) - E_0 \left(\frac{N}{2}, \bar{n} \right) \right] \right\}.$$

Тогда для определения показателя преломления среды имеем уравнение

$$\omega(\vec{k}) = \omega + N |\beta|^2 / \varepsilon, \quad (16)$$

которое получается из квазиклассического результата при $\xi_\phi = 0$ и соответствует линейному случаю. Интенсивность поля в этом случае уменьшается в $(1 + \xi_{am})$ раз, что связано с поглощением части фотонов при взаимодействии (в случае $\bar{n} \gg N$ относительное число поглощенных фотонов мало и поэтому поглощение не влияет на интенсивность).

Хотя формула $\omega = E(n+1) - E(n)$ для определения частоты фотона была получена для предельных случаев $\bar{n} \gg N$ и $\bar{n} \ll N$, тем не менее она верна для общего случая и имеет простой физический смысл: если из энергии системы „ N атомов плюс $(n+1)$ фотон“ вычесть энергию системы „ N атомов плюс n фотонов“, то получится энергия (частота) взаимодействующего фотона.

4. Резонансное поглощение фотона

Рассмотрим поглощение «слабого» фотона атомами при наличии внешнего монохроматического поля. Начальное состояние соответствует стационарному состоянию N атомов в поле n фотонов типа $\vec{k}$ и одного фотона типа $\vec{k}' \neq \vec{k}$. До взаимодействия все атомы находятся в основном состоянии. Тогда переходя к представлению взаимодействия по интенсивному полю, для поперечника поглощения фотона типа $\vec{k}'$ получим

$$d\sigma(\vec{k}') = \frac{V |\beta(\vec{k}')|^2}{N} \langle \rho_n | \rho_n \rangle.$$

Используя теорию сложения моментов, ρ_n можно представить в виде

$$\rho_n = \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e^{-i \vec{q} \cdot \vec{x}_j} \right) \sum_{l=0}^{k_m} C_l f_l \left(\frac{N}{2}, n+1 \right) 2\pi \delta \left[E_0 \left(\frac{N}{2}, n \right) + \right. \quad (17)$$

$$+ \omega(\vec{k}') - E_l\left(\frac{N}{2}, n+1\right)\Big] - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e^{-i \vec{q} \cdot \vec{x}_j} \sum_{l=1}^{k_m-1} D_l f_l^j\left(\frac{N}{2}-1, n+1\right) \times \\ \times 2\pi\delta\left[E_0\left(\frac{N}{2}, n\right) + \omega(\vec{k}') - E_l\left(\frac{N}{2}-1, n+1\right)\right],$$

где $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$.

Формула (17) показывает, что система атомов, поглощая «слабый» фотон, может переходить из начального состояния с $J = \frac{N}{2}$ либо в состояния с таким же моментом, либо в состояния с $J = \frac{N}{2} - 1$. Индекс j у волновой функции указывает на то, что момент j -го атома вычтен из моментов остальных атомов, имеющих одинаково направленные моменты. Коэффициенты C_l и D_l представляются следующими разложениями:

$$C_l = \sum_{k=0}^{k_m} V \sqrt{k(N-k-1)} a_{k-1}^{(0)}\left(\frac{N}{2}, n\right) a_k^{(l)*}\left(\frac{N}{2}, n+1\right), \\ D_l = \sum_{k=0}^{k_m-1} V \sqrt{k(N-k)(N-k+1)} a_{k-1}^{(0)}\left(\frac{N}{2}, n\right) a_k^{(l)*}\left(\frac{N}{2}-1, n+1\right).$$

Конечные состояния при $J = \frac{N}{2}$ симметричны относительно любой перестановки между атомами, а при $J = \frac{N}{2} - 1$ j -ый атом несимметричен относительно других, поэтому мы называем переходы в эти состояния соответственно симметричными и несимметричными.

Для дифференциальных поперечников этих переходов находим выражения

$$d\sigma^s(\vec{k}') = \frac{V |\beta(\vec{k}')|^2}{N^3} \left| \sum_{j=1}^N e^{-i \vec{q} \cdot \vec{x}_j} \right|^2 \sum_{k=0}^{k_m} |C_l|^2 2\pi\delta\left[E_0\left(\frac{N}{2}, n\right) + \right. \\ \left. + \omega_n^s(\vec{k}') - E_l\left(\frac{N}{2}, n+1\right)\right], \quad (18)$$

$$d\sigma^{as}(\vec{k}') = \frac{V |\beta(\vec{k}')|^2}{N^3} \left| N - \frac{\sum e^{-i \vec{q} \cdot \vec{x}_j}}{N} \right|^2 \sum_{k=1}^{k_m-1} |D_l|^2 2\pi\delta\left[E_0\left(\frac{N}{2}, n\right) + \right. \\ \left. + \omega_n^{as}(\vec{k}') - E_l\left(\frac{N}{2}-1, n+1\right)\right]. \quad (19)$$

Учет показателя преломления для «слабого» поля приводит к тому, что в законах сохранения энергии $\omega(\vec{k}')$ нужно заменить на ω' . В (18) для члена с $l=0$ имеем $\omega' = \omega$, т. е. это есть процесс, обратный релеевскому рассеянию. Как уже было отмечено в разделе 2, переход в состояние $l=1$ соответствует обычному поглощению на атомной частоте, переход в состоя-

ние $l=2$ есть одновременное двухфотонное поглощение (поглощаются «слабый» фотон и один из «сильных» фотонов) и т. д. Отметим, что в квазиклассике имеются только процессы, соответствующие случаям $l=0,1$ при $J = \frac{N}{2}$.

Итак, квантовое рассмотрение проблемы поглощения фотона системой атомов приводит к возможности многофотонного поглощения, причем эти линии поглощения в общем случае расщеплены за счет симметричных и несимметричных переходов.

В случае «сильного» поля частоты симметричного и несимметричного поглощений совпадают, расщепленные линии сливаются и для суммарного дифференциального поперечника резонансного вынужденного поглощения на атомной частоте получаем квазиклассический результат (см. (3)).

В случае «слабого» поля дифференциальный поперечник для симметричного перехода имеет вид

$$d\sigma^s(\vec{k}') = \pi V |\beta(\vec{k}')|^2 \frac{\left| \sum e^{-i \vec{q} \cdot \vec{x}_j} \right|^2}{N^2} \frac{1}{1 + \xi_{am}/4} \delta(\omega' - \omega_n^s) \quad (20)$$

с частотой перехода $\omega_n^s = \omega_0 + \varepsilon \xi_{am}/4$, которая отличается от квазиклассического выражения (при $\xi_\phi = 0$) членом, обусловленным коллективным эффектом.

Дифференциальный поперечник и частота несимметричного поглощения имеют вид

$$d\sigma^{as}(\vec{k}') = \pi V |\beta(\vec{k}')|^2 \left[1 - \frac{\left| \sum e^{-i \vec{q} \cdot \vec{x}_j} \right|^2}{N^2} \right] \delta(\omega' - \omega_n^{as}), \quad (21)$$

$$\omega_n^{as} = \omega_0 + \varepsilon \xi_{am}/2.$$

Таким образом, при $n \ll N$ квазиклассическая линия атомного поглощения расщепляется, причем обе расщепленные линии по частоте сдвинуты относительно частоты поглощения изолированного атома. В общем случае интенсивности этих линий различны и зависят от интерференции. При полной интерференции ($|\sum e^{-i \vec{q} \cdot \vec{x}_j}|^2 = N^2$, в частности, в теории Дике размеры рассеивающей системы меньше λ и имеет место полная интерференция) поперечник несимметричного поглощения равен нулю, а поперечник симметричного поглощения принимает наибольшее значение. При отсутствии интерференции (что имеет место при $N \rightarrow \infty$) равен нулю поперечник симметричного поглощения, а поперечник несимметричного поглощения принимает наибольшее значение. Как и следовало ожидать, для $N=1$ поперечник несимметричного поглощения равен нулю (в этом случае несимметричные состояния не имеют смысла).

Вынужденное резонансное поглощение с переходом в состояния $l=2$ (симметричное и несимметричное) — уже чисто коллективный эффект и с этой точки зрения представляет интерес. Однако расчеты, проведенные по

теории возмущений по параметрам $\xi_{\text{ф}}$ и $\xi_{\text{ат}}$, показывают, что поперечники таких переходов имеют добавочный множитель N^{-1} по сравнению с соответствующими поперечниками для переходов в состояния $l=1$, что и обуславливает их малость.

Поперечники же одновременного двухатомного возбуждения при $n \gg N$ и $n \ll N$ равны нулю, что говорит о том, что эти случаи фактически соответствуют одноатомному и однофотонному приближениям.

5. Резонансное рассеяние фотона

Перейдем к рассмотрению рассеяния фотона атомами. Начальное состояние соответствует стационарному состоянию N атомов в поле n фотонов типа $\vec{k}$, когда до взаимодействия все атомы находятся в основном состоянии. Будем вычислять поперечники рассеяния фотона типа $\vec{k}' \neq \vec{k}$. Расчеты, аналогичные расчетам раздела 4, для дифференциального поперечника рассеяния дают выражение

$$d\sigma(\vec{k}') = d\sigma^s(\vec{k}') + d\sigma^{as}(\vec{k}'),$$

$$d\sigma^s(\vec{k}') = \frac{V|\beta(\vec{k}')|^2}{N^3} \left| \sum_{j=1}^N e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j} \right|^2 \sum_{l=0}^{k_m} |A_l|^2 2\pi\delta \left[E_l \left(\frac{N}{2}, n-1 \right) - \right.$$

$$\left. - E_0 \left(\frac{N}{2}, n \right) + \omega' \right],$$

$$d\sigma^{as}(\vec{k}') = \frac{V|\beta(\vec{k}')|^2}{N^2} \left[N - \frac{\left| \sum_{j=1}^N e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j} \right|^2}{N} \right] \sum_{l=1}^{k_m-1} |B_l|^2 2\pi\delta \left[E_l \left(\frac{N}{2} - 1, n-1 \right) - \right.$$

$$\left. - E_0 \left(\frac{N}{2}, n \right) + \omega' \right],$$

где коэффициенты A_l и B_l определяются разложениями

$$A_l = \sum_{k=0}^{k_m} \sqrt{k(N-k+1)} a_k^{(0)} \left(\frac{N}{2}, n \right) a_{k-1}^{(l)*} \left(\frac{N}{2}, n-1 \right),$$

$$B_l = \sum_{k=1}^{k_m-1} \sqrt{k(k+1)} a_{k+1}^{(0)} \left(\frac{N}{2}, n \right) a_k^{(l)*} \left(\frac{N}{2} - 1, n-1 \right).$$

Член с $l=0$ в (22) соответствует релеевскому рассеянию, квазиклассическому трехфотонному взаимодействию (поглощаются два кванта из интенсивного поля, один из них излучается в виде фотона типа $\vec{k}'$ и один атом остается возбужденным) соответствуют члены с $l=1$ в (22) и (23). Переходы же с $l \geq 2$ носят коллективный характер.

Сперва рассмотрим влияние квантовых эффектов на поперечник релеевского рассеяния. В случае интенсивного поля имеем

$$d\sigma(\vec{k}') = \pi V |\beta(\vec{k}')|^2 \frac{|\sum e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}_j}|^2}{2N} \frac{\xi_\Phi}{(1+\xi_\Phi)} \delta(\omega' - \omega). \quad (24)$$

Это есть обычный поперечник квазиклассической теории ((24) отличается от (4) интерференционным фактором).

В случае «слабого» поля получаем

$$d\sigma(\vec{k}') = \pi V |\beta(\vec{k}')|^2 \frac{|\sum e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}_j}|^2}{N} \frac{\xi_\Phi (1 - \xi_{am}/4)^2}{(1 + \xi_{am}/4)(2 + \xi_{am}/4)} \delta(\omega' - \omega). \quad (25)$$

Как видно из этой формулы, поперечник релеевского рассеяния при $n \ll N$ довольно существенно зависит от плотности атомов.

Рассмотрим теперь трехфотонное резонансное взаимодействие. В случае «сильного» поля симметричный и несимметричный переходы имеют одинаковую частоту (совпадающую с квазиклассической) и для суммарного поперечника получается квазиклассический результат (см. (5)). В случае «слабого» поля симметричный и несимметричный переходы имеют разные частоты и квазиклассическая линия расщепляется. Для дифференциальных поперечников и частот получаем соответственно выражения

$$d\sigma^s(\vec{k}') = \pi V |\beta(\vec{k}')|^2 \frac{|\sum e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}_j}|^2}{N^2} \frac{\xi_\Phi^2}{16(1 + \xi_{am}/4)^3} \delta(\omega' - \omega_{tr}^s), \quad (26)$$

$$\omega_{tr}^s = 2\omega - \omega_0 - \varepsilon \xi_{am}/4,$$

$$d\sigma^{as}(\vec{k}') = \pi V |\beta(\vec{k}')|^2 \left[1 - \frac{|\sum e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}_j}|^2}{N^2} \right] \frac{\xi_\Phi^2}{16(1 + \xi_{am}/4)} \delta(\omega' - \omega_{tr}^{as}),$$

$$\omega_{tr}^{as} = 2\omega - \omega_0 - \varepsilon \xi_{am}/2.$$

Расчеты по теории возмущений по параметрам ξ_Φ и ξ_{am} показывают, что поперечники вынужденного резонансного излучения с переходом из состояния $l=0$ в состояние $l=2$, как и в случае поглощения, в N раз меньше соответствующих поперечников для трехфотонного взаимодействия. В случае же $n \gg N$ и $n \ll N$ эти поперечники зануляются. Это говорит о том, что квантовые эффекты дают очень маленькую вероятность для одновременного возбуждения двух и более атомов.

Выражаю благодарность проф. В. М. Арутюняну за постановку задачи и постоянный интерес к работе.

Ереванский государственный университет

Поступила 16.III.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Dike. Phys. Rev., 93, 99 (1954).
2. В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян. ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
3. V. F. Cheltsov. Nuovo Cim., 69, 2 (1970).
4. А. И. Алексеев. ЖЭТФ, 48, 879 (1965).
5. Ю. А. Вдовин, В. М. Галицкий. ЖЭТФ, 48, 1352 (1965).
6. А. И. Алексеев, В. М. Галицкий. ЖЭТФ, 47, 1803 (1964).

7. Ю. М. Голубев. ЖЭТФ, 65, 446 (1973).
8. A. Iosevici, W. E. Lamb. Phys. Rev., 185, 517 (1969).
9. M. Tavis, F. W. Gummings. Phys. Rev., 170, 379 (1968).
10. De Diorgio, M. O. Scully. Phys. Rev., A2, 1170 (1970).
11. N. Skribanowitz et al. Phys. Rev. Lett., 30, 309 (1972).

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐ ԼՈՒՅՍԻ ՑՐՄԱՆ ԵՎ ԿԼԱՆՄԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ԽՆԴԻՐՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Դիվերտի տեսությունը ընդհանրացված է արտաքին ճառագայթման դաշտի առկայության դեպքում: Առաջարկված է քվանտային տեսությունում միջավայրի բեկման, ցուցչի որոշման մեթոդ: Ցույց է տրված, որ քվանտային տեսությունը բերում է եռաֆոտոն փոխազդեցության և ատոմական կլանման քվազիդասական դժբերի ճեղքման:

QUANTUM EFFECTS IN SOME PROBLEMS OF RESONANCE SCATTERING AND ABSORPTION OF LIGHT

A. Zh. MURADYAN

The quantum theory of the scattering and absorption of light on the system of two-level atoms is constructed. The method of the determination of refractive index in quantum theory is proposed. It is shown that quantum theory leads to the splitting of the quasiclassical lines of three-photon interactions and atomic absorptions.

НЕОДНОРОДНЫЙ УСКОРЯЮЩИЙ ВОЛНОВОД С ЛИНЕЙНЫМ ЗАКОНОМ ИЗМЕНЕНИЯ АМПЛИТУДЫ ПОЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Л. М. МОВСИСЯН, К. М. МОВСИСЯН

Исследован процесс взаимодействия бегущей электромагнитной волны со сгустками заряженных частиц при линейном изменении амплитуды поля волны в приближении линейного закона изменения фазы динамического скольжения. Найден КПД и оценена оптимальность таких секций.

Расчет характеристик неоднородного ускоряющего волновода при синхронном взаимодействии тока пучка с бегущей электромагнитной волной описан в ряде работ [1—5]. Исходя из принципа работы микротронов и синхротронов [6—8], предполагается изменение рабочей частоты питающего генератора со временем, т. е. имеется динамическое скольжение между сгустками частиц и поля электромагнитной волны. Из характеристик ускорителя У—10 [9] видно, что на начальном участке амплитуда ускоряющего поля изменяется линейно с длиной волновода.

Целью настоящей работы является расчет волноводной ускоряющей секции, обеспечивающей линейный закон изменения амплитуды поля электромагнитной волны. Мы пользуемся выражением для действующего в волноводе поля [10], которое представляет собой суперпозицию поля генератора, стороннего поля и поля излучения

$$E_s = \sqrt{\frac{\overline{P}_r}{\Gamma}} e^{-\alpha z} \sin(\varphi_{\text{ГН}} + \varphi) - \frac{I e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \left[\sin \varphi \int \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz + \right. \\ \left. + \cos \varphi \int \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz \right]; \quad (1)$$

здесь использованы обозначения работы [10].

Отметим, что уравнение (1) можно записать в виде

$$E_s = \sqrt{\frac{\overline{P}_r}{\Gamma}} e^{-\alpha z} \sin(\varphi_{\text{ГН}} + \varphi) - \frac{I e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \left[\sin(\varphi_{\text{ГН}} + \varphi) \int \frac{\sin(\varphi_{\text{ГН}} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz + \right. \\ \left. + \cos(\varphi_{\text{ГН}} + \varphi) \int \frac{\cos(\varphi_{\text{ГН}} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz \right], \quad (1')$$

где определяющей является фаза генератора.

При отсутствии тока пучка режим линейного изменения амплитуды поля бегущей электромагнитной волны обеспечивается выбором проводимости волновода в следующем виде:

$$\Gamma = \frac{\Gamma}{(1 + \beta_z)^2}, \quad (2)$$

где $\beta = \frac{1}{L} \left(\sqrt{\frac{\Gamma_n}{\Gamma_k}} - 1 \right)$, L — длина секции, Γ_n и Γ_k означают начальное и конечное значения проводимости волновода.

Ограничиваясь линейным законом изменения фазы динамического скольжения ($\varphi = \varphi'_0 z$), для равновесного действующего в волноводе поля получим

$$E_s = E_{\text{гн}} (1 + \beta z) e^{-\alpha z} \sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi'_0 z) - \frac{I(1 + \beta z) e^{-\alpha z}}{2 \Gamma_n (\alpha^2 + \varphi'^2_0)} \times \\ \times \left[\alpha (1 + \beta z) e^{\alpha z} - \frac{\alpha^2 - \varphi'^2_0}{\alpha^2 + \varphi'^2_0} \beta e^{\alpha z} + \left(\varphi'_0 - \frac{2 \alpha \beta \varphi'_0}{\alpha^2 + \varphi'^2_0} \right) \sin \varphi'_0 z - \right. \\ \left. - \left(\alpha - \beta \frac{\alpha^2 - \varphi'^2_0}{\alpha^2 + \varphi'^2_0} \right) \cos \varphi'_0 z \right]. \quad (3)$$

Как частный случай, при $\varphi'_0 = 0$ получается действующее равновесное поле для синхронного режима взаимодействия

$$E_s = E_{\text{сн}} (1 + \beta z) e^{-\alpha z} - \frac{I(1 + \beta z) e^{-\alpha z}}{2 \alpha^2 \Gamma_n} [(\alpha + \alpha \beta z - \beta) e^{\alpha z} - \alpha + \beta], \quad (3')$$

где $E = E_s \sin \varphi_{\text{гн}}$ — начальное значение действующего равновесного поля.

Исходя из выражения (3), определим прирост равновесной энергии в секции

$$U_s = E_{\text{гн}} L F - \frac{I L^2}{2 \Gamma_n} K, \quad (4)$$

где введены обозначения

$$F = - \frac{1 + \beta L}{x^2 + \varphi_k^2} e^{-x} [x \sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi_k) + \varphi_k \cos(\varphi_{\text{гн}} + \varphi_k)] - \\ - \frac{\beta L e^{-x}}{(x^2 + \varphi_k^2)^2} [(x^2 - \varphi_k^2) \sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi_k) + 2 x \varphi_k \cos(\varphi_{\text{гн}} + \varphi_k)] + \\ + \frac{1}{x^2 + \varphi_k^2} \left(\beta L \frac{x^2 - \varphi_k^2}{x^2 + \varphi_k^2} + x \right) \sin \varphi_{\text{гн}} + \frac{1}{x^2 + \varphi_k^2} \left(\varphi_k + \frac{2 x \varphi_k \beta L}{x^2 + \varphi_k^2} \right) \cos \varphi_{\text{гн}}, \\ K = \frac{1}{(x^2 + \varphi_k^2)^2} \left\{ \frac{x}{3} (\beta^2 L^2 + 3 \beta L + 3) (x^2 + \varphi_k^2) - \frac{x^2 - \varphi_k^2}{2} (\beta^2 L^2 + 2 \beta L + 2) + \right. \\ + \left[1 - \frac{6 x^2 \varphi_k^2}{(x^2 + \varphi_k^2)^2} \right] \beta^2 L^2 - \left(\varphi_k - \frac{2 x \varphi_k}{x^2 + \varphi_k^2} \beta L \right) (a \sin \varphi_k + b \cos \varphi_k) e^{-x} + \\ + \left(\frac{x^2 - \varphi_k^2}{x^2 + \varphi_k^2} \beta L - x \right) (b \sin \varphi_k - a \cos \varphi_k) e^{-x} \Big\}, \\ a = x + x \beta L + \frac{x^2 - \varphi_k^2}{x^2 + \varphi_k^2} \beta L,$$

$$b = \varphi_K + \varphi_K \beta L + \frac{2x\varphi_K}{x^2 + \varphi_K^2} \beta L,$$

$x = \alpha L$ — полное затухание секции, $\varphi_K = \varphi'_0 L$ — полный набег фазы скольжения.

Рассмотрим волноводную секцию, оптимальную по КПД

$$\eta = \frac{IU_s}{P_r}. \quad (5)$$

КПД секции максимален, если мощность питающего генератора P_r , обеспечивающая заданную мощность пучка $P_s = IU_s$, минимальна.

Исходя из выражения (4) получаем, что минимум $P_r(\Gamma_n)$ соответствует значению

$$\Gamma_{n \text{ опт}} = \frac{I}{2U_s} K \quad (6)$$

и равен

$$P_{r \text{ опт}} = \frac{2IU_s}{F^2} K, \quad (7)$$

откуда для оптимального КПД имеем

$$\eta_{\text{опт}} = \frac{F^2}{2K}. \quad (8)$$

Проведем вычисление КПД при отсутствии потерь на стенках волновода ($x=0$). Для этого множитель F представим в виде

$$F = A \sin(\varphi_{\text{гн}} + \psi),$$

где

$$A = \frac{1}{\varphi_K} \sqrt{1 + \frac{2\beta^2 L^2}{\varphi_K^2} + (1 + \beta L)^2 - \frac{2\beta^2 L^2}{\varphi_K} \sin \varphi_K - 2\left(1 + \beta L + \frac{\beta^2 L^2}{\varphi_K^2}\right) \cos \varphi_K},$$

$$\psi = \arctg \frac{1 + \frac{\beta L}{\varphi_K} \sin \varphi_K - (1 + \beta L) \cos \varphi_K}{(1 + \beta L) \sin \varphi_K + \frac{\beta L}{\varphi_K} \cos \varphi_K - \frac{\beta L}{\varphi_K}}.$$

Выражение для K при отсутствии потерь можно преобразовать к виду

$$K = \frac{1}{2L^2} \left\{ \left[\int_0^L (1 + \beta z) \cos \varphi'_0 z dz \right]^2 + \left[\int_0^L (1 + \beta z) \sin \varphi'_0 z dz \right]^2 \right\} = \frac{A^2}{2}.$$

Отсюда для оптимального КПД имеем выражение

$$\eta_{\text{опт}} = \sin^2(\varphi_{\text{гн}} + \psi), \quad (9)$$

из которого видно, что существует возможность получить КПД, равный единице, при условии

$$\varphi_{\text{гн}} + \psi = \frac{\pi}{2}$$

или

$$\operatorname{ctg} \varphi_{\text{гн}} = \frac{1 + \frac{\beta L}{\varphi_{\text{к}}} \sin \varphi_{\text{к}} - (1 + \beta L) \cos \varphi_{\text{к}}}{(1 + \beta L) \sin \varphi_{\text{к}} + \frac{\beta L}{\varphi_{\text{к}}} \cos \varphi_{\text{к}} - \frac{\beta L}{\varphi_{\text{к}}}} \quad (10)$$

Как частный случай, для волновода с постоянной проводимостью ($\beta=0$) получается результат, совпадающий с известным фактом из теории линейных ускорителей, что максимум КПД достигается при конечных фазах, расположенных симметрично начальной фазе относительно максимума действующего поля.

При $\varphi_{\text{к}} = 0$ для КПД получаем

$$\eta_{\text{опт}} = \sin^2 \varphi_{\text{гн}}.$$

Используя уравнение баланса мощности, для амплитуды напряженности действующего поля на выходе секции имеем

$$E_{\text{дк}} = E_{\text{гк}} \cos(\varphi_{\text{гн}} + \psi). \quad (11)$$

Легко видеть, что условие максимума КПД обращает амплитуду напряженности действующего поля на выходе секции в нуль. Этот результат и следовало ожидать, так как равенство единице КПД означает полное преобразование мощности питающего генератора в мощность пучка.

Ереванский государственный университет

Институт радиопизики и электроники

АН АрмССР

Поступила 10.IV.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Saxon. Proc. Phys. Soc., 67, part 9, № 417 B, 705 (1954).
2. Э. Л. Бурштейн, Г. В. Воскресенский. Атомная энергия, 13, 446 (1962).
3. Г. И. Жилейко. Высоковольтные электронные пучки, Изд. Энергия, 1968.
4. О. А. Вальднер, А. В. Шальнов, А. Д. Власов. Линейные ускорители, Атомиздат, 1969.
5. Л. М. Мовсисян, Ю. О. Аветисян. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 377 (1973).
6. Ю. М. Волков и др. Труды VII Международной конф. по ускорителям высоких энергий, Ереван, 1969, Изд. АН АрмССР, 1970, т. 1.
7. А. И. Алиханян и др. Труды VII Международной конф. по ускорителям высоких энергий, Ереван, 1969, Изд. АН АрмССР, 1970, т. 2.
8. Е. Р. Алешин, Ю. А. Хлестаков, А. В. Шальнов. Сб. Ускорители, МИФИ, 1967, вып. IX, стр. 110.
9. О. А. Вальднер и др. Сб. Ускорители, МИФИ, 1963, вып. V, стр. 108.
10. Г. И. Жилейко, Л. М. Мовсисян, В. В. Синдинский. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 150 (1972).

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏԻ ԳԾԱՅՆՈՐԵՆ ՓՈՓՈԽՎՈՂ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴՈՎ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԱՐԱԳԱՑՆՈՂ ԱԼԻՔԱՏԱՐ

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Կ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է վազող էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխազդեցության երևույթը լիցքավորված մասնիկների թանձրուկների հետ դինամիկ սահքի փուլի գծային փոփոխությունների դեպքում: Որոշված է օգտակար զործողության զործակիցը և դնահատված է ալիքիսի բաժանմունքների օպտիմալությունը:

NONREGULAR ACCELERATING WAVEGUIDE WITH LINEARLY CHANGING AMPLITUDE OF ELECTROMAGNETIC WAVE FIELD

L. M. MOVSISYAN, K. M. MOVSISYAN

The interaction of travelling electromagnetic wave with charged particle bunches is investigated when the phase of dynamic sliding changes linearly. The efficiency of accelerating sections is found and their optimal performance is estimated.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ S-ЯЧЕЕК НА ОСНОВЕ ТРАНЗИСТОРА С ТУННЕЛЬНОЙ УТЕЧКОЙ

Р. С. БАРСЕГЯН

В работе экспериментально исследованы новые типы полупроводниковых переключателей на основе транзистора с туннельной утечкой. Показано, что такие переключатели обладают высоким быстродействием и слабой зависимостью основных параметров от температуры. Установлено, что подключение и подбор коллекторной утечки дает возможность получить различные виды характеристик, которые полностью управляемы. Проведено обсуждение полученных экспериментальных данных. Результаты эксперимента хорошо согласуются с теорией, предложенной в работе [1].

В настоящее время представляет определенный интерес создание полупроводниковых переключателей и приборов с отрицательным сопротивлением (ОС) S-типа, свободных от некоторых недостатков известных приборов этого класса. К числу основных недостатков относятся малое быстродействие и температурная нестабильность.

Интересно было бы создать прибор, способный переключаться из состояния с высоким напряжением и малым током в состояние с малым напряжением и большим током, управляемый последним и обладающий высоким быстродействием и слабой зависимостью основных параметров характеристики от температуры.

Такой прибор можно реализовать на одном монокристалле (в частности, на германии) с помощью транзистора, эмиттерный переход которого содержит туннельную утечку, а коллекторный переход транзистора зашунтирован омическим сопротивлением так, чтобы выполнялось условие $R_{к. у.} < R_{т.д.}$. Такие переключатели можно создать также, используя навесные элементы. В этом случае важно, чтобы такой прибор имел, по крайней мере, два элемента, причем во втором из них ток управлялся бы напряжением на первом элементе так, чтобы при достаточно больших значениях этого напряжения ток через второй элемент определялся бы полностью именно им и соответствующая часть тока на втором элементе являлась бы в этом случае преобладающей. При этом необходимо, кроме того, чтобы вольт-амперная характеристика (ВАХ) первого элемента была N-образной.

В настоящей работе использовались транзисторы и туннельные диоды серийного производства разных марок и в разных сочетаниях в электрической схеме, представленной на рис. 1. Опыты показали, что подбором величины $R_{к. у.}$ в схеме можно получить разные типы ВАХ (рис. 2) с переключающими свойствами. Все полученные характеристики можно разделить на четыре основных типа.

1. Типичная S-образная характеристика (рис. 2а).
2. Типичная N-образная характеристика, т. е. характеристика самого туннельного диода (рис. 2б).

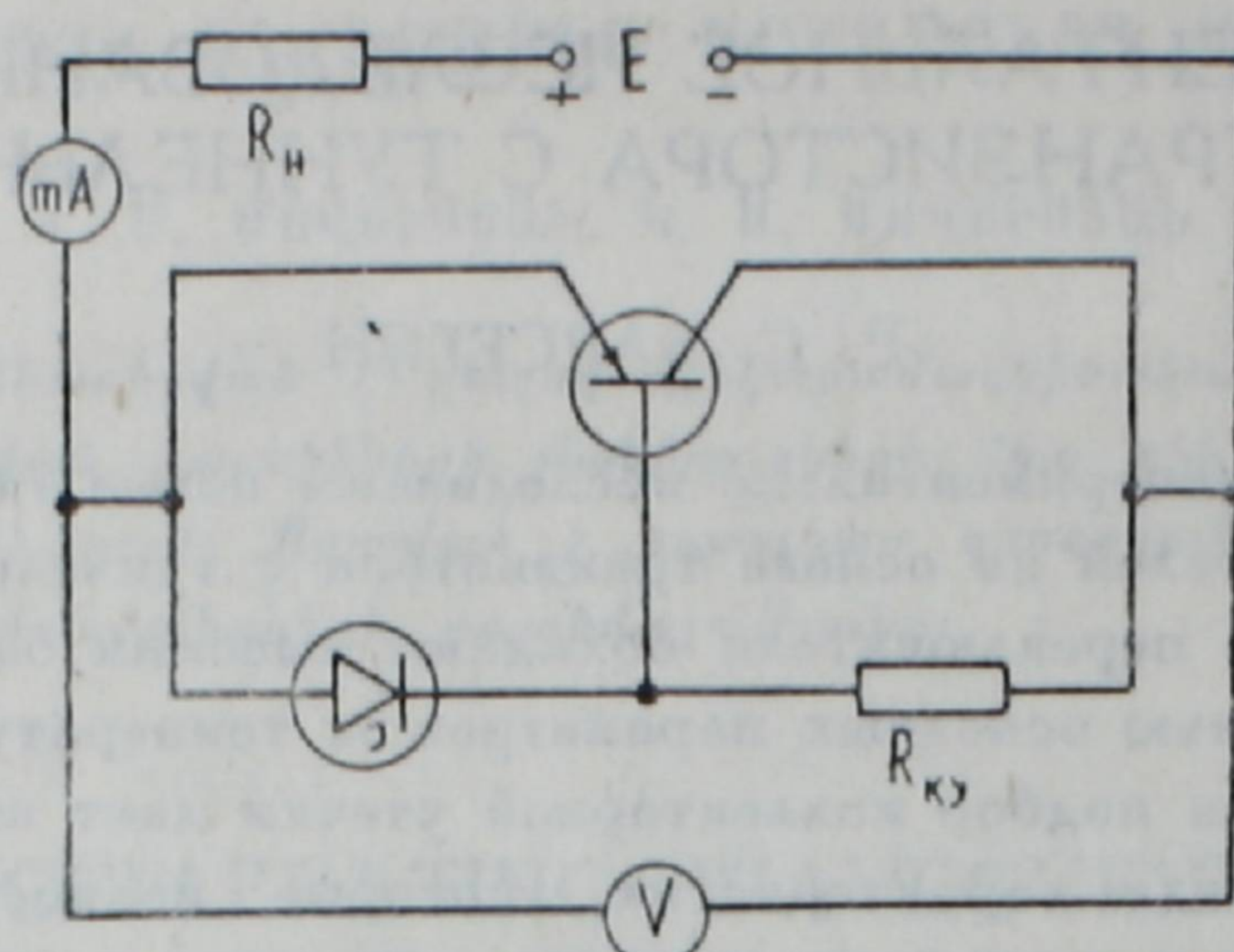


Рис. 1. Принципиальная схема ячейки.

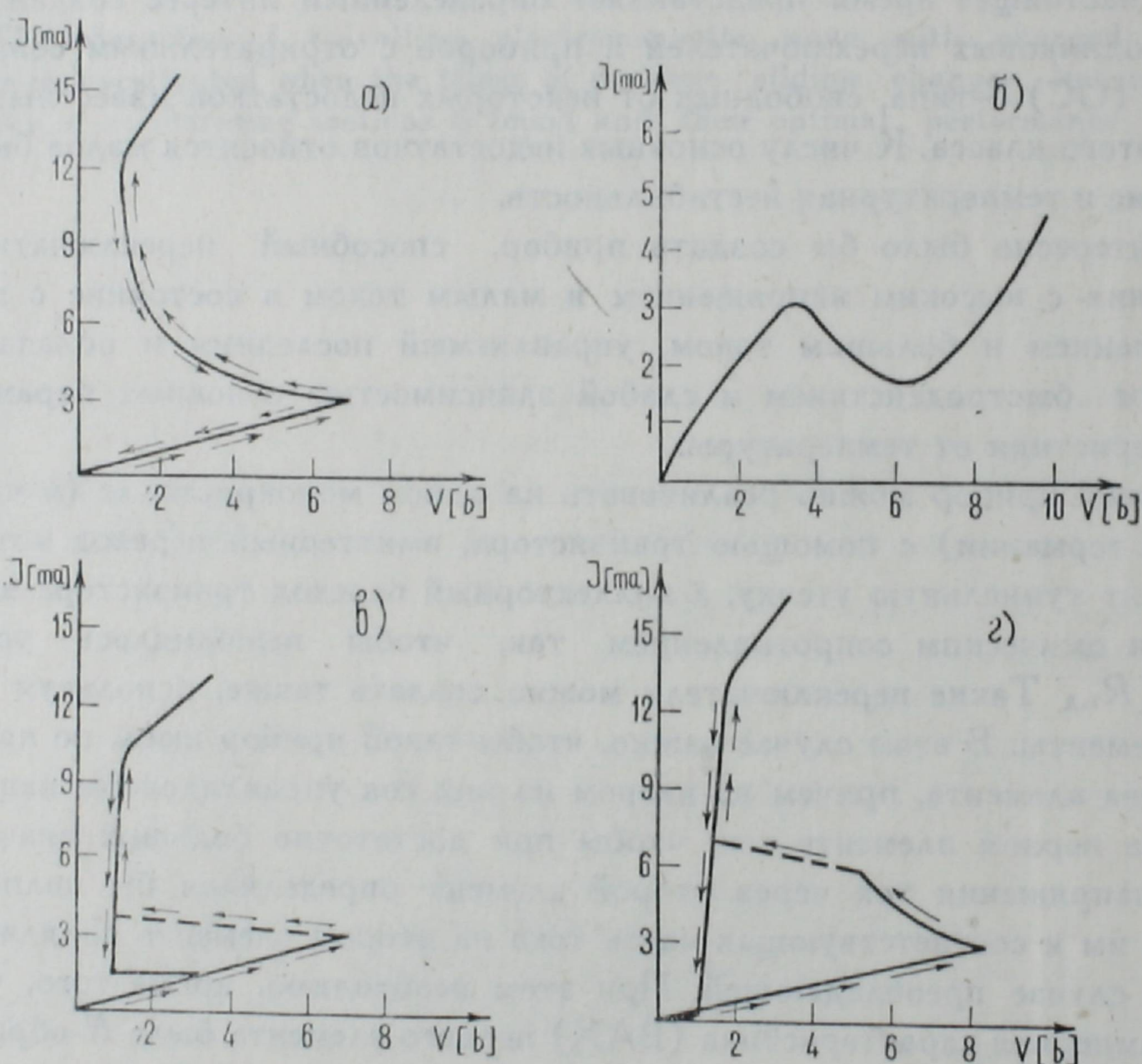


Рис. 2. Типичные вольт-амперные характеристики ячеек (стрелками указаны прямой и обратный ходы характеристик).

3. Переключающая вольт-амперная характеристика. В этом случае на обратном ходе прямой ветви ВАХ наблюдается гистерезис (рис. 2в). Отметим, что остановиться на падающем участке характеристики в этом случае не удавалось ни при каком значении нагрузочного сопротивления.

4. Смешанная характеристика (рис. 2г). Здесь начальный участок ОС можно фиксировать по точкам. Однако с увеличением тока через систему происходит резкое переключение в открытое состояние.

Исследование влияния коллекторной утечки на свойства ячейки (рис. 3) показали, что характеристики полностью управляемы $R_{к.у.}$, точно также, как это имеет место в тиристоре с управляемым электродом. Варьируя $R_{к.у.}$, можно получить разные отношения максимального (V_{max}) и ми-

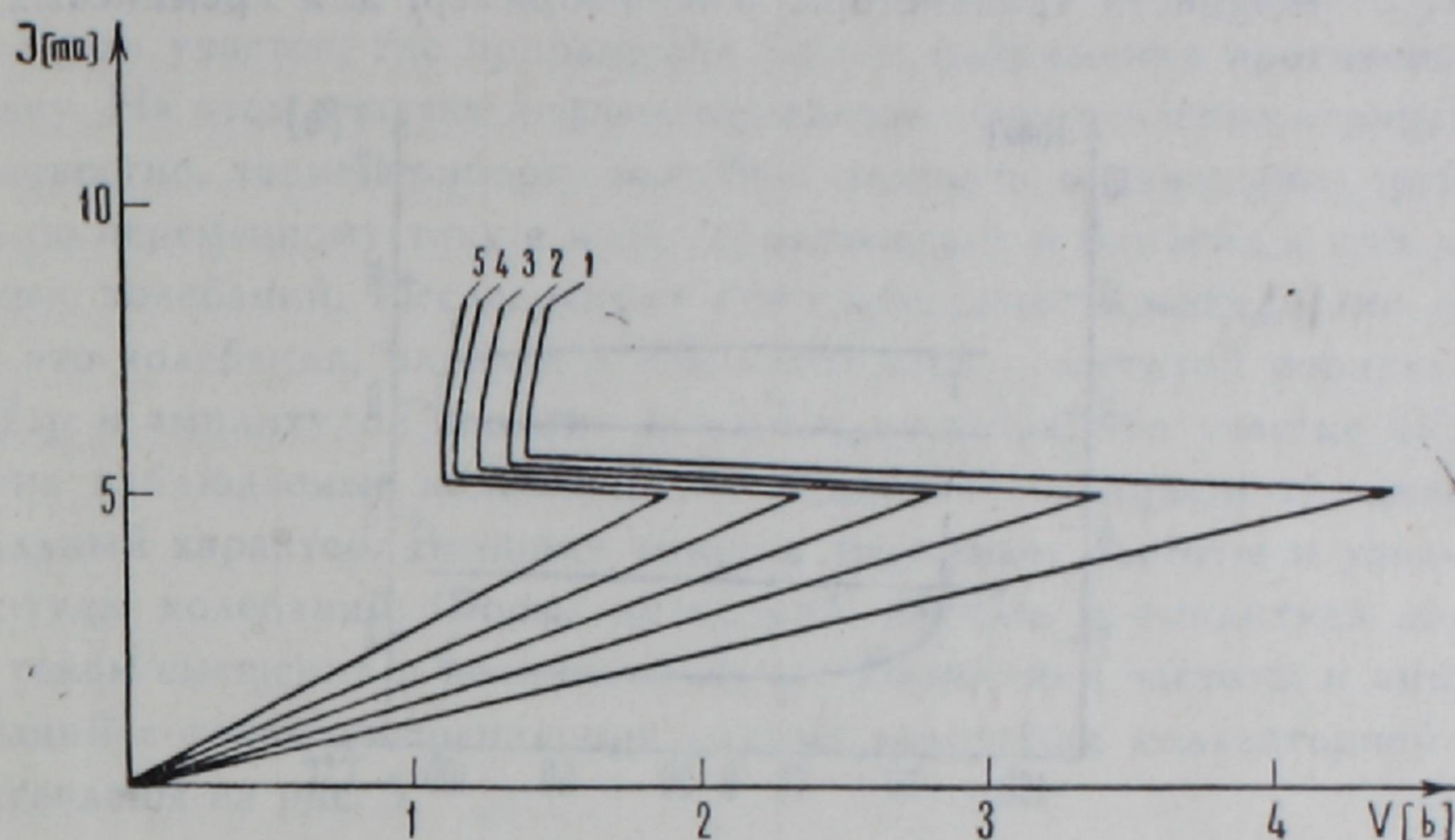


Рис. 3. Семейство ВАХ при разных значениях $R_{к.у.}$: 1—800 ом, 2—650 ом, 3—450 ом, 4—300 ом, 5—250 ом.

нимального (V_{min}) напряжений. При малых значениях $R_{к.у.}$ получается характеристика самого туннельного диода. С увеличением $R_{к.у.}$ увеличиваются V_{max} и V_{min} , причем, как показывает опыт, $V_{min} \leq 1 \div 1.5$ в. Однако нельзя утверждать, что таким образом (увеличивая $R_{к.у.}$) можно неограниченно увеличивать отношение V_{max}/V_{min} . Наибольшее значение V_{max} ограничено напряжением пробоя транзистора. Опыт показывает, что при любом подборе транзистора и туннельного диода максимальное напряжение на всей схеме, до переключения, достигается при токах, равных максимальному току туннельного диода.

Зависимость тока от напряжения на прямой ветви ВАХ до срыва линейная, что соответствует характеристике сопротивления $R_{к.у.}$. После переключения наблюдается малый участок независимости тока от напряжения (вертикаль), который вновь переходит в зависимость $J \sim V$. У всех приборов отношение сопротивления в выключенном состоянии к сопротивлению во включенном составляло $20 \div 30$.

ВАХ данных приборов исследовалась в широком диапазоне температур (от -100°C до $+120^\circ\text{C}$). Замечено, что стабильность всех параметров ВАХ (V_{max} , V_{min} , J_{max} и J_{min}) имеет место при положительных температурах (рис. 4). При температуре от $+50^\circ\text{C}$ до $+60^\circ\text{C}$ наблюдается переход от S-образной ВАХ к смешанной, отмеченной в п. 4, который, по-видимому, связан с изменением эмиттерной характеристики транзистора. При высоких температурах ($\sim +90 \div 100^\circ\text{C}$) наблюдается незначительное уменьшение максимального тока через схему (имеется в виду ток в момент переключения), который, по всей вероятности, связан со спадом пикового тока туннельного диода в связи с тем, что максимальное напряже-

ние на всей схеме, как отмечалось выше, достигается при токе, равном максимальному току туннельного диода.

С уменьшением температуры увеличивается только остаточное напряжение. Критическая температура, с которой начинается резкий рост $V_{\min}$ зависит от мощности транзистора. Так, например, для кремниевых тран-

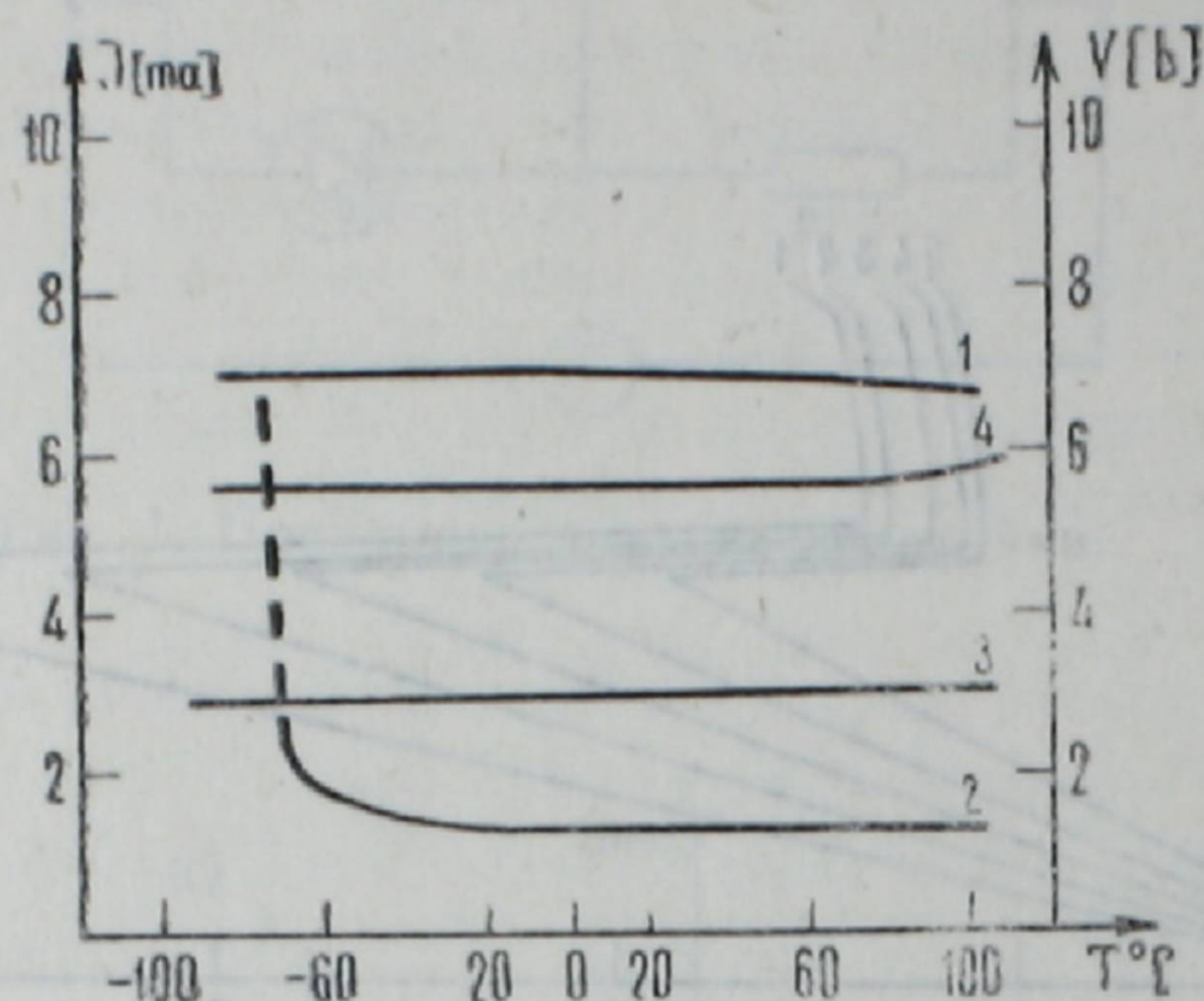


Рис. 4. Зависимость максимального (1) и минимального (2) напряжений и максимального (3) и минимального (4) токов от температуры.

зисторов малой мощности типа КТ312Б переключающие свойства исчезают при температурах $-20 \div -25^\circ\text{C}$, для транзисторов средней мощности типа 2Т-603Б — при $-30 \div -40^\circ\text{C}$, а для транзисторов большой мощности типа КТ801 критическая температура достигает значения $-50 \div -60^\circ\text{C}$ [2].

Из перечисленных экспериментальных данных по температурной зависимости следует, что несмотря на изменение параметров от температуры эти приборы по стабильности в несколько раз превышают идентичные приборы с глубокими примесными центрами в запрещенной зоне [3—6].

Другой важной особенностью исследуемых переключателей, отличающей их от существующих, является малое время переключения из низкопроводящего состояния в высокопроводящее состояние. На самом деле, так как омическое сопротивление практически безинерционно, а быстродействие туннельного диода достаточно большое, то быстродействие всей системы фактически будет определяться частотными свойствами транзистора. Последние можно увеличить, если взять узкую и высоколегированную базу.

Необходимо, однако, отметить, что наличие коллекторной утечки увеличивает RC -схемы, что приводит к ухудшению частотных свойств системы. Несмотря на это подбором сопротивления коллекторной утечки и транзистора можно достичь переключения с быстродействием менее 10^{-8} сек. Экспериментально были определены времена переключения приборов при использовании транзисторов на разных частотах. Измерения показали, что существует время задержки перед непосредственным включением и оно тем меньше, чем больше величина питающего импульса напряжения.

Используя транзистор с частотой порядка $1 \div 2$ Гц, удалось зафиксировать следующие времена: время задержки ~ 5 нсек при $V_{ii} \sim V_{\max}$, а при $V_{ii} > V_{\max}$ оно составляло ~ 2 нсек, время непосредственного включения $\sim 1,5$ нсек.

На ВАХ приборов, отмеченных в п. 1, имеется полностью управляемый ток участка, где приращения тока и напряжения противоположны по знаку. На этом участке дифференциальное сопротивление отрицательно. Как известно, такие приборы способны отдавать во внешнюю цепь мощность по переменному току в виде гармонических и близких к ним релаксационных колебаний. Исследования генерационных характеристик показывают, что колебания, близкие к гармоническим, с частотой порядка десятков МГц и амплитудой порядка $1,5 \div 2$ в возникают на участке ОС ВАХ. Обычно наблюдаемые колебания носят либо релаксационный, либо синусоидальный характер. Внешняя емкость уменьшает частоты и увеличивает амплитуды колебаний. Форма колебаний, частота и амплитуда определяются током смещения и величиной $R_{к. у.}$. Изменения частоты и амплитуды колебаний с током смещения при разных величинах коллекторной утечки представлены на рис. 5.

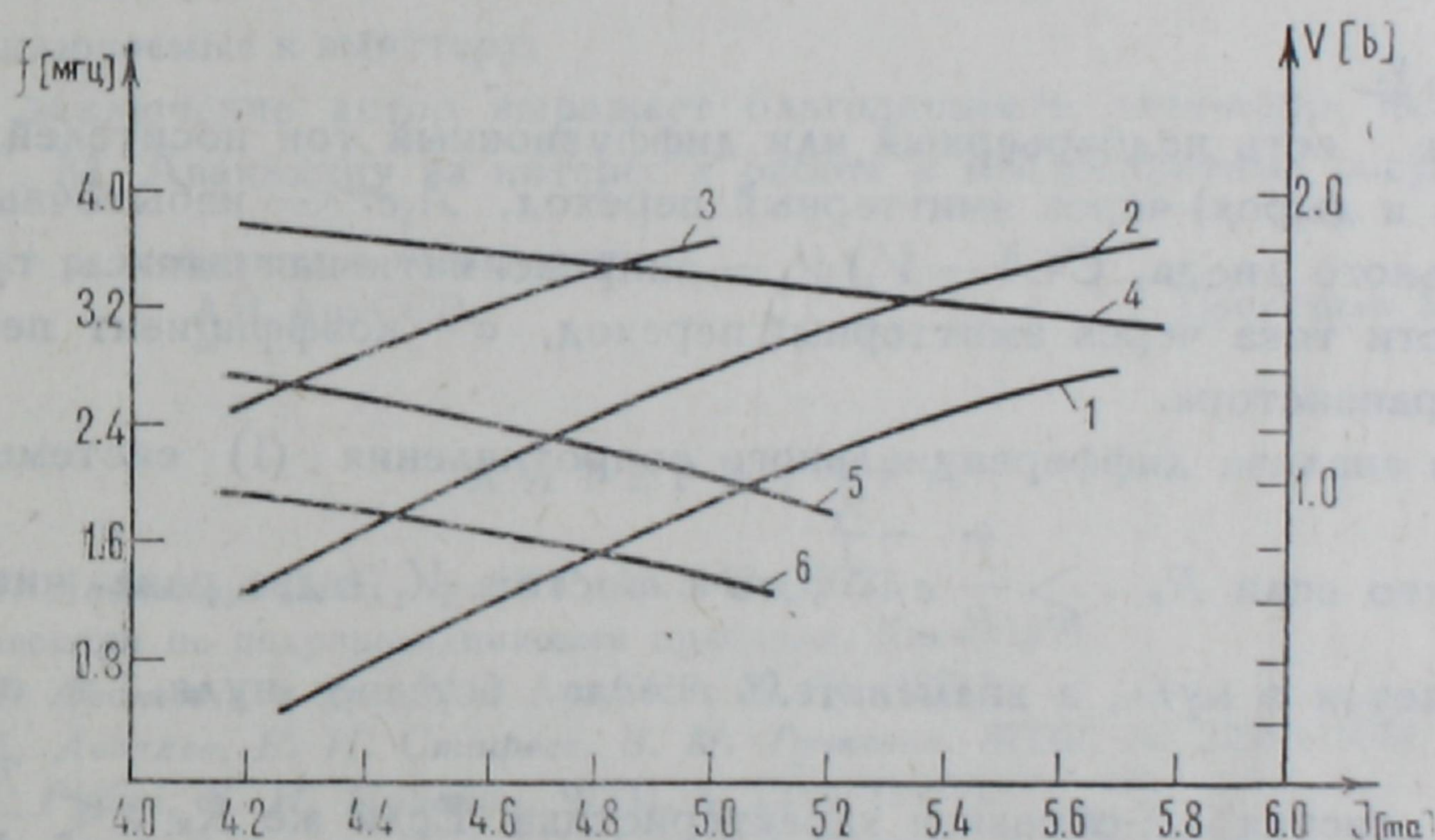


Рис. 5. Зависимость частоты (1, 2, 3) и амплитуды (4, 5, 6) генерации от тока смещения при различных значениях $R_{к. у.}$: 1 и 4—200 Ом, 2 и 5—800 Ом, 3 и 6—700 Ом.

Изменение температуры совершенно не влияет на величину частоты и амплитуды колебаний. Так как у исследованных элементов колебания существуют только на падающем участке ВАХ, то они по своей природе скорее всего являются автоколебаниями, возникающими в цепи за счет компенсации потерь энергии отрицательным сопротивлением.

Обсуждение результатов

Падение напряжения на приборе, представленном на рис. 1, с ростом тока происходит, как нам кажется, по следующей причине. В момент, когда

ток туннельного диода начинает уменьшаться, уменьшается и ток через сопротивление, так как ток через туннельный диод проходит в коллектор транзистора именно через эту утечку. Но если уменьшается ток через $R_{к. у.}$, то падение напряжения на этой утечке, естественно, тоже уменьшается. В условиях, когда внешнее напряжение практически локализовано на коллекторной утечке, это падение напряжения воспринимается как уменьшение напряжения на приборе в целом. С последующим уменьшением напряжения на эмиттерном переходе участок N -образности туннельного диода кончается и вместе с этим прекращается уменьшение напряжения на коллекторной утечке.

Для такой структуры на основе тех приближений, которые были сделаны в работе [1], дифференциальное сопротивление системы имеет следующий вид:

$$\frac{dV}{dJ} = R_{к. у.} \frac{R_{к. у.}^{-1} + (1 - \alpha) \frac{B}{T} e^{\frac{V_1}{T}} + A_1 e^{xV_1} + C(A - 2V_1)}{\frac{B}{T} e^{\frac{V_1}{T}} + A e^{xV_1} + C(A - 2V_1)}, \quad (1)$$

где $Be^{\frac{V_1}{T}}$ есть надбарьерный или диффузионный ток носителей (электронов и дырок) через эмиттерный переход, $A_1 e^{xV_1}$ — избыточный ток туннельного диода, $C(A - V_1)V_1$ — аппроксимативная запись туннельной части тока через эмиттерный переход, α — коэффициент передачи тока транзистора.

Из анализа дифференциального сопротивления (1) системы следует, что если $R_{к. у.} > \frac{T}{B} e^{-\frac{V_1}{T}}$, то с ростом V_1 в два раза числитель обращается в нуль, а знаменатель всегда больше нуля, т. е. получается „чистая“ S -образная характеристика. Если же $R_{к. у.} < \frac{T}{B} e^{-\frac{V_1}{T}}$, то с ростом V_1 в два раза обращается в нуль знаменатель, а числитель всегда больше нуля, т. е. получается „чистая“ N -образная характеристика. Однако, возможны также случаи, когда с ростом V_1 сначала обращается в нуль числитель, а потом — знаменатель, затем снова числитель и потом знаменатель или наоборот.

Таким образом, рассмотренная система характеризуется четырьмя типами ВАХ, которые были получены экспериментально (рис. 2). Все вышеуказанные неравенства были проверены экспериментально с непосредственным изменением дифференциального сопротивления эмиттерного перехода, и они точно совпадают с теоретическими рассуждениями для каждого типа ВАХ (рис. 2).

С теорией совпадает также закономерность ВАХ до и после переключения. Малый участок независимости тока от напряжения после переключе-

чения, наблюдаемый на эксперименте, является переходным участком от линейной закономерности до переключения к линейной закономерности после переключения. Действительно, $R_{\text{вкл.}} = R_{\text{выкл.}} (1-\alpha)$, так как α убывает с током, а если α начинает резко уменьшаться, вертикаль кончается. Что касается наличия гармонических колебаний на участке ОС, то они могут быть связаны также с наличием индуктивности в этой системе, хотя в [1] наличие индуктивности не принимается во внимание.

Поскольку характеристики этих приборов по своим свойствам несколько лучше, чем характеристики известных идентичных приборов (малая температурная чувствительность, большая величина $V_{\text{max}}/V_{\text{min}}$, высокое быстродействие), и, кроме того, их характеристики полностью управляемы величиной $R_{\text{к. у.}}$, то эти приборы могут выполнять существенно разнообразные функции по сравнению с обычными S-диодами. Так, например, с целью получения большой величины $V_{\text{max}}/V_{\text{min}}$ можно закоротить коллектор МОП- или МДП-транзистором, диодом Ганна, полупроводником с горячими носителями, фотосопротивлением или любым другим элементом, имеющим характеристику с насыщением тока в зависимости от приложенного напряжения. Вместо туннельной утечки в эмиттерном переходе можно использовать различные элементы с N-образной ВАХ, параллельно подключаемые к эмиттеру.

В заключение автор выражает благодарность член-корр. АН Арм. ССР Г. М. Авакьянцу за интерес к работе и неоднократные обсуждения.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 5.VI.1974

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Авакьянц. ДАН АрмССР, 54, 147 (1972).
2. Справочник по полупроводниковым приборам, Киев, 1971.
3. Г. М. Авакьянц и др. ДАН АрмССР, 52, 76 (1971).
4. А. А. Лебедев, В. И. Стафеев, В. М. Тучкевич. ЖТФ, 26, 2133 (1958).
5. В. С. Рубин, В. И. Мурыгин. ФТП, 3, 1274 (1969).
6. Г. М. Авакьянц и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 386 (1971).

ԹՈՒՆԵԼԱՅԻՆ ԱՐՏԱՀՈՍՔՈՎ ՏՐԱՆԶԻՍՏՈՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ ՍՏԵՂԾՎԱԾ S-ԲՋՋԻ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Թ. Ս. ԲԱՐՍԵՂՅԱՆ

Աշխատանքում փորձնական կերպով հետազոտվում է նոր տիպի կիսահաղորդչային փոխանջատիչ, ստեղծված թունելային արտահոսքով տրանզիստորի հիման վրա: Ցույց է տրված, որ այդպիսի փոխանջատիչները օժտված են բարձր արագաշարժվածքի և նրանց հիմնական պարամետրերը ջերմաստիճանի փոփոխության նկատմամբ ունեն թույլ զգայնություն: Բացահայտված է, որ կոլեկտորային արտահոսքի միացումը և ընտրությունը հնարավորություն է տալիս ստանալու տարբեր տիպի բնութագրեր, որոնք լրիվ կերպով ղեկավարվող են: Բերված է փորձնական արդյունքների քննարկումը: Փորձնական ուսումնասիրությունները համապատասխանում են հաշվարկին:

EXPERIMENTAL STUDY OF S-CELLS BASED
ON TUNNEL-LEAKAGE TRANSISTOR

R. S. BARSEGYAN

New types of semiconductor switches based on tunnel-leakage transistors have been experimentally studied. These switches are shown to be fast-response devices, basic parameters of which slightly depend on the temperature. It is established, that the connection and the selection of collector leakage give different completely controllable performances.

НАКОПЛЕНИЕ ИЗБЫТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ДВИЖУЩИХСЯ ДОМЕНАХ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ УМНОЖЕНИЯ ТОКА

Г. М. АВАКЬЯНЦ, В. М. АРУТЮНЯН

Изучено распределение носителей тока в диоде Ганна в условиях развитой ударной ионизации.

Если в длинном диоде Ганна напряженность электрического поля в движущемся домене становится достаточной для осуществления ударной ионизации, то при пролете через диод домен оставляет за собой избыточные электроны и дырки, что существенно сказывается на движении последующих доменов. Кроме того, меняется распределение носителей заряда и внутри домена. Очень важно знать величины концентраций электронов и дырок в вершине домена и на его границах. Эти величины в условиях умножения не равны друг другу.

Целью настоящей работы является изучение распределения электронов и дырок внутри домена и определение значений их концентраций в вершине и на границах домена. В интересной работе Судзиловского [1] определены распределение электронов в обедненном слое, величина концентрации дырок в вершине домена, а также приведена качественная картина зависимости концентраций электронов и дырок в образце от координаты. Заметим, что эти результаты получены в предположении об отсутствии дырок перед доменом ($p_{\text{вн}} = 0$) и в его обедненном слое. Однако при заметном уровне ударной ионизации, скорее всего, $p_{\text{вн}} \neq 0$, т. е. не все дырки успевают прорекомбинировать за время пролета домена и последующий домен встречает перед собой определенное количество дырок, наличие которых существенно меняет скорость и другие параметры домена. Чтобы $p_{\text{вн}} \neq 0$ и распределение дырок по образцу вне домена было бы однородным, нужно обеспечить, чтобы время жизни дырок было больше времени пролета домена через полупроводник и времен образования и исчезновения домена. Обычно это условие выполняется; оно является контрольным при сравнении с экспериментальными данными.

В [2] показано, что в движущемся домене при наличии в нем умножения носителей заряда для потоков электронов и дырок имеют место зависимости

$$J_n(x) = J_{n \text{ вер.}} \exp \int_0^x \frac{\alpha dx}{v_n - v_D}, \quad (1)$$

$$J_p(x) = J_{p \text{ вер.}} - \int_0^x \frac{\alpha J_n(x) dx}{v_n \left(1 + \frac{v_D}{v_p}\right)}. \quad (2)$$

Здесь $J_{n \text{ вер.}}$ и $J_{p \text{ вер.}}$ — значения потоков у вершины домена ($x = 0$), α — коэффициент ударной ионизации типа зона-зона, осуществляемой быстрыми электронами, v_n , v_p и v_D — соответственно скорости быстрых электронов, генерированных ударной ионизацией, дырок и домена. Мы полагаем v_n и v_p внутри области домена вблизи его вершины, где имеет место умножение, насыщенными.

Приняв на границе домена условие равенства потоков дырок, нетрудно получить

$$p_{\text{вер.}} = p_{\text{вн.}} \frac{v_{pE1}}{v_p} + n_{\text{вер.}} \int_0^{L_D} \frac{\alpha dx}{v_p + v_D} \left[\exp \left(\int_0^x \frac{\alpha dx}{v_n - v_D} \right) \right], \quad (3)$$

где

$$n_{\text{вер.}} = \frac{J_{n \text{ вер.}}}{v_n}, \quad p_{\text{вер.}} = \frac{J_{p \text{ вер.}}}{v_p},$$

$p_{\text{вн.}}$ — концентрация дырок вне домена, v_{pE1} — их скорость, L_D — ширина домена. Для удобства интеграл взят до L_D , а не до $x_{\text{кр}}$, где E становится равной пороговой напряженности электрического поля для начала ударной ионизации. Так как v_{pE1} обычно меньше v_p , то из (3) можно получить разные соотношения между концентрациями дырок вне домена и в его вершине. Например, при слабом умножении, когда вторым членом в (3) можно пренебречь по сравнению с первым, $p_{\text{вер.}}$ будет меньше $p_{\text{вн.}}$.

В вершине домена и вне его концентрации дырок (и соответственно электронов) не равны, ибо как вне домена, так и в его вершине справедливо условие квазинейтральности (n_D — концентрация доноров)

$$n_{\text{вн.}} = p_{\text{вн.}} + n_D, \quad n_{\text{вер.}} = p_{\text{вер.}} + n_D. \quad (4)$$

В условиях наличия умножения уже нельзя пренебречь концентрацией дырок, поэтому перестает быть справедливым предположение $n_{\text{вер.}} = n_{\text{вн.}}$, используемое в одночастичной модели [3]. Этот результат является одним из важных и характеризует особенность распределения концентраций в условиях умножения в движущемся домене. Из (4) следует, что $n_{\text{вер.}}$ не меньше, чем n_D , поэтому в (3) второй член также может давать существенный вклад.

Из условия равенства нулю тока смещения в вершине барьера получаем

$$J = v_p p_{\text{вер.}} + v_n n_{\text{вер.}}; \quad (5)$$

кроме того,

$$J = J_{p \text{ вн.}} + J_{n \text{ вн.}} = v_{pE1} p_{\text{вн.}} + v_{nE1} n_{\text{вн.}}. \quad (6)$$

Введение $v_{n \text{ вер.}}$ — эффективной скорости переноса носителей в вершине барьера — связано с тем, что здесь нельзя пренебречь диффузионной составляющей тока электронов. Например, в модели прямоугольного домена, которую мы приняли, dn/dx стремится к бесконечности. Диффузионная

составляющая J_n явным образом не введена в основные уравнения, однако она учтена выбором $n_{\text{вер.1}}$. Заметим, что

$$v_{n \text{ вер.}} n_{\text{вер.}} = v_n n_{\text{вер.1}}. \quad (7)$$

Система уравнений (3)—(7) позволяет определить $\rho_{\text{вер.}}$, $n_{\text{вер.}}$, $\rho_{\text{вн.}}$, $n_{\text{вн.}}$ и $v_{n \text{ вер.}}$ как функции тока. Из (3), (6) и (7) можно получить

$$n_{\text{вер.}} = \frac{n_{\text{вн.}} \frac{v_{nE1}}{v_{n \text{ вер.}}}}{1 + \frac{v_p}{v_n} \int_0^{L_D} \frac{\alpha dx}{v_p + v_D} \left[\exp \int_0^x \frac{\alpha dx}{v_n - v_D} \right]}. \quad (8)$$

Если $v_{n \text{ вер.}} > v_{nE1}$, то концентрация электронов в вершине домена всегда меньше, чем вне его. В этом же приближении $\rho_{\text{вер.}}$ всегда меньше $\rho_{\text{вн.}}$. Однако мы всегда должны помнить, что вершина домена, в известной степени, представляет собой особую точку. Здесь резко возрастает диффузионный ток основных носителей. В случае прямоугольного домена можно как угодно близко находиться к этой точке и в то же время наше решение в дрейфовом приближении останется справедливым для области домена вне его вершины.

Для удобства записи введем обозначение

$$j = \int_0^{L_D} \frac{\alpha dx}{v_p + v_D} \left[\exp \int_0^x \frac{\alpha dx}{v_n - v_D} \right] \approx \int_0^{L_D} \frac{\alpha dx}{v_p + v_D}. \quad (9)$$

Из (3) и (7) находим

$$\rho_{\text{вер.}} = \frac{1}{v_p} \frac{\rho_{\text{вн.}} v_{pE1} + \frac{v_p}{v_n} J j}{1 + \frac{v_p}{v_n} j}. \quad (10)$$

Очевидно, что

$$v_{n \text{ вер.}} n_{\text{вер.}} = \frac{J - v_{pE1} \rho_{\text{вн.}}}{1 + \frac{v_p}{v_n} j}. \quad (11)$$

Используя (3)—(7), а также приведенные выше соотношения, можно получить следующие выражения:

$$\rho_{\text{вн.}} = \frac{J - v_{nE1} n_D}{v_{nE1} + v_{pE1}}, \quad (12)$$

$$n_{\text{вн.}} = \frac{J + v_{pE1} n_D}{v_{nE1} + v_{pE1}}, \quad (13)$$

$$n_{\text{вер.1}} = \frac{v_{nE1} n_{\text{вн.}}}{v_p j + v_n} = \frac{v_{nE1} (J + v_{pE1} n_D)}{(v_p j + v_n) (v_{nE1} + v_{pE1})}, \quad (14)$$

$$p_{\text{вер.}} = \frac{1}{v_p} \frac{v_p (v_{nE1} + v_{pE1}) J j + v_n v_{pE1} (J - v_{nE1} n_D)}{(v_p j + v_n) (v_{nE1} + v_{pE1})}, \quad (15)$$

$$n_{\text{вер.}} = n_D + \frac{1}{v_p} \left[J - \frac{v_n v_{nE1} n_{\text{вн}}}{v_p j + v_n} \right] = n_D + p_{\text{вер.}}, \quad (16)$$

$$v_{n \text{ вер.}} = \frac{v_n}{\frac{J + v_p n_D}{J + v_{pE1} n_D} \frac{(v_{nE1} + v_{pE1}) (v_p j + v_n)}{v_p v_{nE1}} - \frac{v_n}{v_p}}. \quad (17)$$

Из (14) следует, что в вершине домена концентрация электронов меньше, чем на границе домена. Так как возрастание концентрации электронов $n(x)$ внутри домена монотонное, зависимость $n(x)$ согласно (1) можно взять в виде

$$n(x) = n_{\text{вер. 1}} \exp \left(\int_0^x \frac{\alpha dx}{v_n - v_D} \right). \quad (18)$$

Члены рядом с единицей становятся заметными лишь при сильном умножении и приближении к границе домена, т. е. внутри домена существует заметная область, где имеет место достаточно хорошее постоянство концентрации электронов по координате ($n \simeq n_{\text{вер. 1}}$).

Формулу (2) можно переписать еще так

$$J_p(x) = J_{p \text{ вн}} + \int_x^{L_D} \frac{\alpha n dx}{1 + \frac{v_D}{v_p}}. \quad (19)$$

Внутри домена (но не в самой вершине домена) имеем

$$p(x) = \frac{J_p(x)}{v_p}, \quad n(x) = \frac{J_n(x)}{v_n}, \quad (20)$$

где $J_n(x)$ определяется согласно (1).

Подстановка $n(x)$ из (18) во второй член в правой части уравнения (19) позволяет получить точное значение интеграла. Заметим, что с достаточно хорошей точностью $n(x)$ может быть заменена на $n_{\text{вер. 1}}$ в большей части домена, ибо влияние зависящего от координаты члена в (18) вблизи $x \simeq L_D$ самым заметным образом ослабляется из-за резкого уменьшения у границы домена коэффициента умножения α . Если E_1 меньше порога начала ударной ионизации (а это условие выполняется в большинстве случаев, ибо E_1 обычно порядка $(1 \div 1,5) \cdot 10^3$ в/см), то в области, где нет еще условий для возникновения ударной ионизации, α можно заменить на нуль.

Таким образом, в указанном приближении из (19) имеем

$$p(x) \simeq \frac{v_{pE1}}{v_p} p_{\text{вн}} + n(x) \int_x^{L_D} \frac{\alpha dx}{v_p + v_D}, \quad (21)$$

откуда приходим к соотношению

$$p(x) \simeq n(x) \left\{ \frac{v_{pE1}}{v_p} \left[\frac{v_n}{v_{nE1}} \left(1 + \frac{v_p}{v_n} j \right) - \frac{n_D}{n(x)} \right] + \int_x^{L_D} \frac{\alpha dx}{v_p + v_D} \right\}. \quad (22)$$

Знание (12)—(17) и соотношения между концентрациями электронов и дырок крайне необходимо для получения некоторых первостепенных результатов в теории приборов, основанных на эффекте переноса заряда в пролетном режиме.

Сделав соответствующие подстановки выражений (12)—(14) в (18) и (19), получаем

$$n(x) = \frac{v_{nE1} (J + v_{pE1} n_D)}{(v_p j + v_n) (v_{nE1} + v_{pE1})} \exp \left(\int_0^x \frac{\alpha dx}{v_n - v_D} \right), \quad (23)$$

$$p(x) = \frac{v_{pE1}}{v_p (v_{nE1} + v_{pE1})} \left[J - v_{nE1} n_D + \right. \\ \left. + \frac{v_{nE1} (J + v_{pE1} n_D)}{v_{pE1} \left(j + \frac{v_n}{v_p} \right)} \int_x^{L_D} \frac{\alpha dx}{v_p + v_D} \exp \left(\int_0^x \frac{\alpha dx}{v_n - v_D} \right) \right], \quad (24)$$

откуда можно найти и более точное, чем (22), выражение для соотношения концентраций дырок и электронов. Заметим, что когда умножение слабо выражено ($j = 0$, $J = v_{nE1} n_D$), концентрация дырок $p_{\text{вн}} = 0$ и $v_{\text{н вер.}} = v_{nE1}$, причем в вершине барьера концентрация электронов равна n_D , что и следовало ожидать в отсутствие дырок. Однако с началом умножения каждый новый домен встречает перед собой отличную от нуля концентрацию дырок $p_{\text{вн}}$, не успевших прорекомбинировать за время пролета домена. Например, при $J = \left(2 + \frac{v_{pE1}}{v_{nE1}} \right) J_0$ концентрация $p_{\text{вн}}$ сравнивается с n_D , а $p_{\text{вер.}} = \frac{2 v_{nE1}}{v_p} p_{\text{вн}}$.

Наличие дырок $p_{\text{вн}}$ существенно меняет условия прохождения домена, его скорость, характеристики прибора. Из (10), (11), (14), (23) и (24) следует, что при наличии умножения концентрация дырок возрастает с удалением от границы домена к его вершине, а концентрация электронов, наоборот, постепенно спадает и в заметной части домена, примыкающей к вершине, становится величиной, близкой к постоянной. Что же касается отношения $p(x)/n(x)$, то в вершине домена оно является наибольшим и по мере продвижения к основанию домена это отношение уменьшается. Такая картина распределения концентраций качественно соответствует результатам, полученным ранее при теоретическом и экспериментальном изучении процессов, имеющих место при ударной ионизации в движущемся домене [1—11].

Легко убедиться на основе анализа формул (12)—(15), что с ростом J эти концентрации увеличиваются. Заметим, что выбор значений J не

произволен. Поток полностью определяется из выражения для вольт-амперной характеристики диода Ганна (имеется в виду усредненная по времени характеристика), полученной нами ранее [2],

$$J = \frac{J_0}{1 - \left(1 + \frac{v_{nE1}}{v_{pE1}}\right) \frac{\beta}{\gamma + \eta + \beta}}, \quad (25)$$

где $J_0 = v_{nE1} n_D$, $\eta = \frac{L^*}{\tau_p v_{pE1}}$, γ — коэффициент инжекции, $\beta = \frac{j_1}{1 + j_2}$,

причем $j_2 = \frac{v_p}{v_n} j$, $j_1 = \frac{v_p + v_D}{v_n}$; $L^* = L - L_D$ — разность между длина

ми образца и домена, τ_p — время жизни дырок, j определяется формулой (9). Вычисляя значения j , из (25) можно найти вольт-амперную характеристику и согласно (12) — (16) все значения концентраций.

В заключение приведем некоторые оценки. Экспериментально определенная величина коэффициента умножения α в *GaAs* равна [12]

$$\alpha_{\text{эксп.}} = 10^6 v_n \exp\left(-\frac{1,72 \cdot 10^6}{E}\right) \text{сек}^{-1}. \quad (26)$$

Известно, что ударная ионизация в диодах Ганна начинается при $E_{\text{кр.}} \simeq (1,5-2) \cdot 10^5$ в/см. Приняв, например, $E_{\text{кр.}} = 1,72 \cdot 10^5$ в/см, имеем $\alpha_{\text{эксп.}} = 10^{1,7} v_n = 50 v_n$.

Подставляя это значение в интеграл $\int_0^{L_D} \frac{\alpha dx}{v_n - v_D}$, можно убедиться

ся, что при скорости домена, близкой к v_n , этот интеграл может превысить единицу.

При наличии умножения поток J может значительно превысить величину $v_{nE1} n_D$, появятся избыточные дырки, наличие которых, в свою очередь, приводит к изменению скорости домена, нарушению когерентности и уменьшению амплитуды колебаний диодов Ганна, генерации шума, появлению S-образной вольт-амперной характеристики, шнурованию тока, комбинационному излучению, лазерному эффекту и т. д. — явлениям, которые могли бы послужить основой для создания на диодах Ганна целого ряда новых функциональных устройств микроэлектроники [6, 7, 13—15].

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 26.II.1974

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Ю. Судзиловский. ФТП, 7, 563 (1973).
2. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Препринт ИРФЭ АН АрмССР, Ереван, 1973; Труды Всесоюзного симпозиума „Генерация СВЧ колебаний с использованием эффекта Ганна“, Новосибирск, 1973.
3. P. N. Butcher, W. Fawsett, C. Hilsun. Brit. J. Appl. Phys., 7, 841 (1966).
4. J. S. Heeks. IEEE Trans., ED-13, 68 (1966).
5. J. S. Heeks, A. D. Woode. IEEE Trans., ED-14, 512 (1967).

6. Э. Д. Прохоров, В. А. Шалаев. Сб. Полупроводниковая техника и микроэлектроника, Наукова думка, Киев, 1972, вып. 9, стр.3.
7. М. С. Шур. Эффект Ганна, Изд. Энергия, М., 1971.
8. П. А. Бородавский и др. ФТП, 6, 2347 (1972); 7, 1333 (1973).
9. J. Owens, G. S. Kino. J. Appl. Phys., 42, 5005 (1971).
10. P. P. Bohn, G. J. Hershkowitz. IEEE Trans., ED-19, 14 (1972).
11. P. D. Southgate. J. Appl. Phys., 43, 1038 (1972).
12. R. Williams. RCA Rev., 27, 835 (1967).
13. М. Е. Левинштейн, М. С. Шур. Зарубежная радиоэлектроника, № 9, 58 (1970); № 11, 50 (1970); ФТП, 5, 1791 (1971).
14. Е. И. Леонов. Зарубежная радиоэлектроника, № 4, 55 (1971).
15. Г. М. Воронкова и др. Сб. Микроэлектроника, Изд. Советское радио, М., 1971, вып. 4, стр. 58.

**ԱՎԵԼՅՈՒԿԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ԽՈՒՈՉՆԵՐԻ ԿՈՒՏԱԿՈՒՄԸ ՈՒԺԵՂ
ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՇԱՐԺՎՈՂ ԴՈՄԵՆՆԵՐՈՒՄ ՀՈՍԱՆՔԻ ԲԱԶՄԱՊԱՏԿՄԱՆ
ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ**

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՅ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Հետազոտված է հոսանքատարների բաշխումը Գաննի դիոդում զարգացած հարվածային իոնիզացիայի պայմաններում:

**ACCUMULATION OF EXCESS ELECTPONS AND HOLES
IN MOVING DOMAINS OF HIGH ELECTRIC FIELDS AT THE
CURRENT MULTIPLICATION**

G. M. AVAK'YANTS, V. M. ARUTYUNYAN

Distribution of current carriers in Gunn diode under the condition of impact ionization has been studied.

О ГРАНИЦАХ С ПОПЕРЕЧНЫМИ СВЯЗЯМИ

Я. М. ПОГОСЯН, М. А. ЧАЛАБЯН

В работе электронномикроскопическим методом исследовано местонахождение крестообразной линии Блоха границы с поперечными связями с целью установления типа дефектов, служащих внутренними ориентирами в пленке и способствующих „запоминанию“ крестообразных линий Блоха при расположении границы в данной микрообласти. Исследование монокристаллических пленок Fe показало, что ориентирами для крестообразных линий Блоха в пленке могут быть неоднородности с размерами 500—700 Å, а в случае поликристаллических пленок из пермаллоя — область с диаметром 400—600 Å, содержащая большое число неоднородностей с размерами, соизмеримыми с размерами кристаллитов. Предположение о том, что размеры этих неоднородностей могут оказаться соизмеримыми с шириной самой доменной границы, не подтверждается, возможно, из-за несовершенства методики определения ширины границы.

1. Введение

Известно, что в тонких ферромагнитных пленках существует область толщин, в которой переманичивающая граница является двумерной и которая известна в литературе как граница с поперечными связями. Структура границы с поперечными связями исследована многими авторами [1—5] и найдено, что она представляет собой 90-градусные неелевские сегменты, разделенные круговыми и крестообразными линиями Блоха. В идеальном случае расстояние между крестообразными линиями Блоха должно быть постоянным и обусловлено толщиной [6], а также полем анизотропии [7—8]. В реальных же пленках, хотя и общая плотность линий Блоха подчиняется указанным закономерностям, однако всегда наблюдаются локальные флуктуации расстояния между соседними крестообразными линиями Блоха в различных микрообластях пленки.

Интерес к границе с поперечными связями, по-видимому, обусловлен тем обстоятельством, что сползание доменных границ (явление, сильно ограничивающее потенциальные возможности использования ферромагнитных пленок в счетно-вычислительной технике) наиболее сильно проявляется в области толщин пленок, где реализуется такой тип границы. Существующие работы [8—13] по сползанию доменных границ с поперечными связями по-разному интерпретируют роль крестообразных линий Блоха.

Согласно [8—11] в процессе сползания крестообразная линия Блоха рассматривается как некоторая неоднородность, за которую зацепляется граница. Такое рассмотрение, по-видимому, не лишено основания, ибо, как показано в работах [14—17], в процессе смещения доменных границ поперечные связи предпочитают возникать на местах макрон неоднородностей (судя по микрофотографии, приведенной в работе [15], размеры этих неод-

нородностей имеют величину порядка нескольких микрон). Прохождение поперечных связей через макронеоднородности при смещении доменных границ, по-видимому, является наиболее благоприятным вариантом, так как в этом случае образовавшаяся вблизи неоднородностей магнитная структура из-за возникших магнитостатических полей рассеяния благоприятно вклинивается в структуру доменных границ вблизи крестообразной линии.

Однако, как нам кажется, это не дает основания полагать, что имеющиеся в границе крестообразные линии Блоха представляют собой некоторые неоднородности, тормозящие в конечном итоге сползание доменных границ, так как согласно существующим работам [8, 13, 17] эффективность границы к сползанию максимальна при толщинах пленок с наибольшей плотностью крестообразных линий Блоха в границе.

В работе [16] было показано, что некоторые крестообразные линии Блоха перемагничивающей границы «запоминают своих предшественников», т. е. при прохождении границы через данную микрообласть несколько раз определенные крестообразные линии Блоха возникают в строго фиксированных местах. При этом было сделано предположение, что причиной запоминания является наличие определенных ориентиров-дефектов¹, приводящих к тому, что в этом случае крестообразные линии Блоха нельзя рассматривать как одинаковые потенциальные барьеры. Последнее приводит к тому, что вопреки модели сползания доменных границ для идеальной пленки срыв границы может иметь место не только при росте поля по ОТН, но и при его спаде [12].

Данная работа предпринята с целью выяснения типа структурных микродефектов, служащих ориентирами для крестообразных линий Блоха.

2. Экспериментальная часть и обсуждение результатов

Исследовались монокристаллические пленки железа² с толщиной 500 Å, полученные эпитаксиальным ростом на свежем сколе монокристалла каменной соли при температуре подложки 350°C и в остаточном вакууме 10^{-5} тор. Исследования проводились на электронном микроскопе JEM—100U. Для наблюдения магнитной структуры образца последний устанавливался на 6 мм выше фокальной плоскости объективной линзы. При этом еще можно наблюдать кристаллическую структуру с достаточно высоким разрешением и, перейдя в режим расфокусирования (изменением

¹ Согласно [18] ориентирами в пленках могут служить всякого рода неоднородности, несовершенства кристаллической структуры: линии дислокаций, границы кристаллитов, пустоты, немагнитные включения и т. д.

² Пленки железа, эпитаксиально выращенные на поверхности скола каменной соли, принято называть монокристаллическими, так как они имеют магнитную структуру типа шахматной доски и электронограммы, типичные для монокристалла. На микрофотографиях они поликристаллически, т. е. состоят из четко выраженных блоков с размерами 500—1000 Å с незначительным разбросом кристаллографических осей (мозаичностью).

тока объективной и второй конденсорной линз), рассматривать магнитную структуру в выбранной микрообласти пленки.

После установления места расположения крестообразной линии Блоха в режиме расфокусирования микроскоп постепенно переводился в режим нормальной работы, при этом прослеживалась микрообласть, где находилась крестообразная линия Блоха. На рис. 1 в качестве примера приводит-

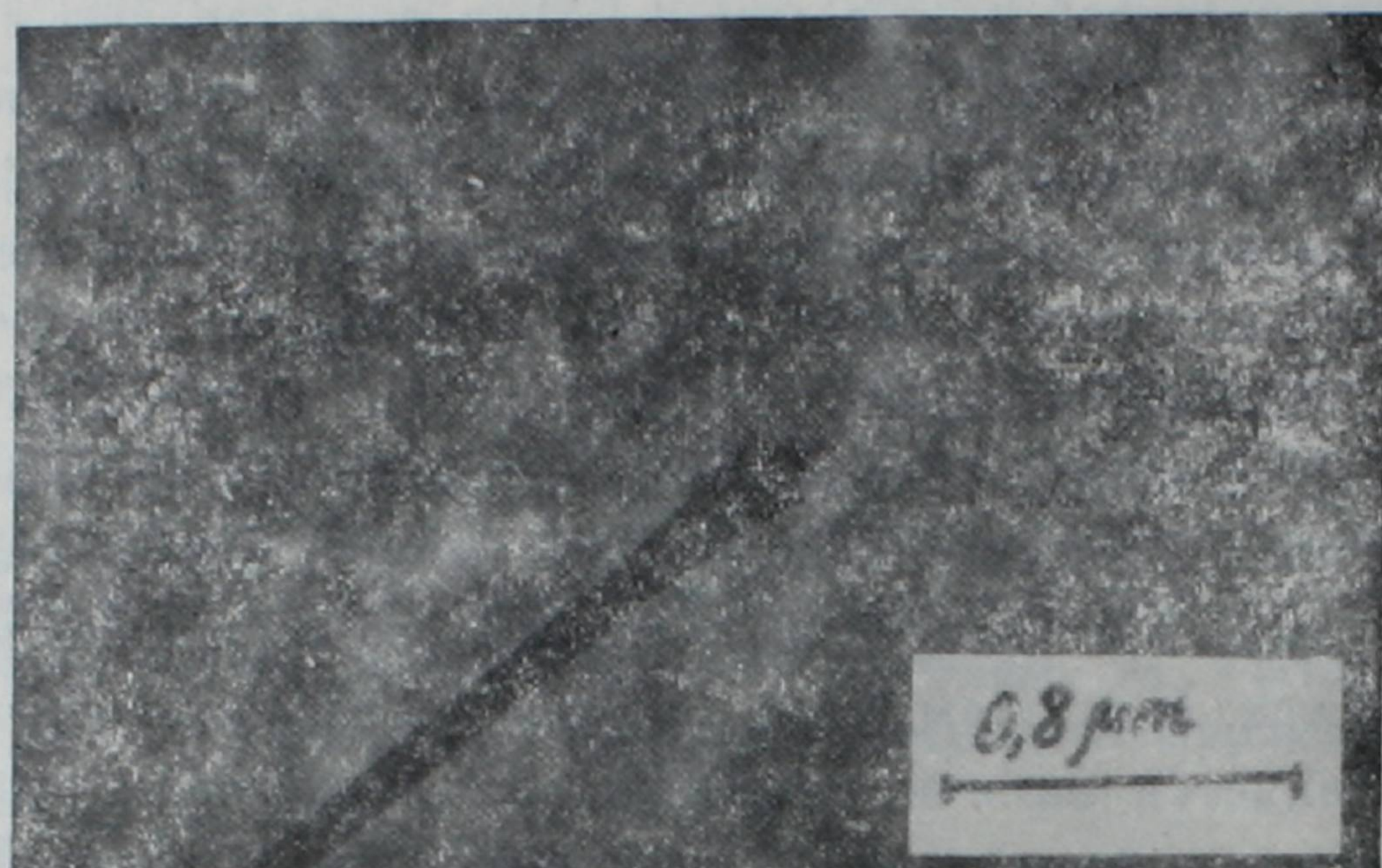


Рис. 1. Лорентцева микрофотография железной пленки.

ся лорентцева микрофотография участка пленки с крестообразной линией Блоха, а на рис. 2 — микроструктура этой же области. Место расположения крестообразной линии Блоха показано здесь стрелкой.

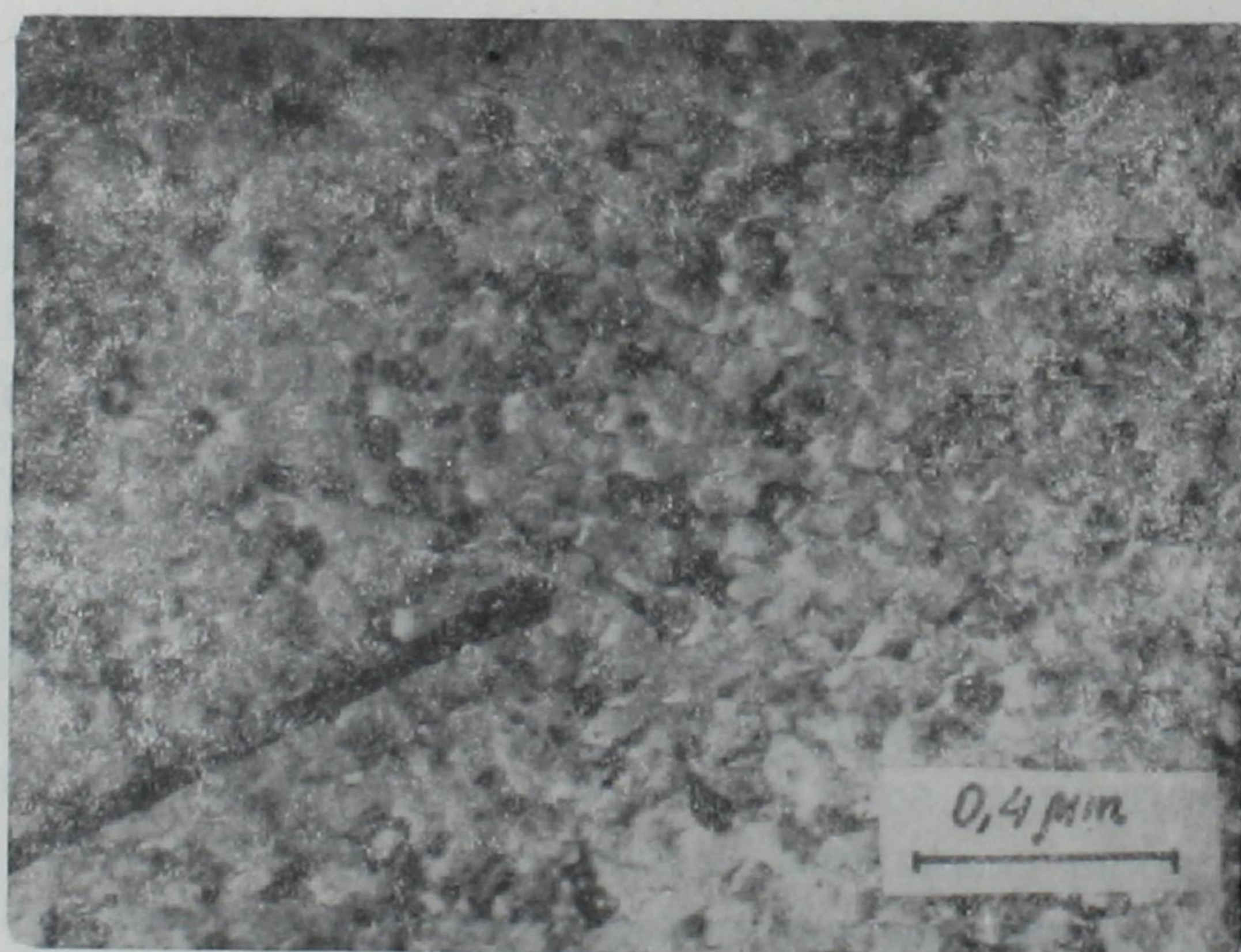


Рис. 2. Кристаллическая структура железной пленки. Стрелка указывает местонахождение крестообразной линии Блоха.

Исследования показали, что большей частью крестообразные линии Блоха возникают на неоднородных участках пленки, выделяющихся по своему контрасту на общем фоне микрофотографии пленки. Размеры этих

неоднородностей составляют величину порядка $500\text{--}700\text{ \AA}$. Из рис. 2 хорошо видно, что отчетливо выделяющиеся границы между кристаллитами и линии дислокаций в самих кристаллитах не являются, по-видимому, существенными ориентирами для крестообразных линий Блоха, как это предполагалось в [18]. С целью выяснения природы этих неоднородностей, указанных на рис. 2, нами были проведены исследования микроструктуры, содержащей крестообразные линии Блоха в режиме темнопольного изображения, соответственно по всем основным дифракционным рефлексам микродифракционной картины, полученной с этих областей. Эти исследования показали, что обнаруженные участки неоднородностей не являются разориентированными кристаллитами³ и, следовательно, их можно приписать примесям, наличие которых в пленках, полученных вакуумной конденсацией, достаточно велико. Основанием для этого служит наличие на электроннограмме наряду с основными дифракционными рефлексами множества слабых хаотично расположенных дифракционных пятен, не принадлежащих к данной сингонии.

Возникает вопрос, обусловлены ли размеры обнаруженных неоднородностей (порядка $500\text{--}700\text{ \AA}$), служащих ориентиром для крестообразных линий Блоха, собственной шириной доменных границ. Для выяснения вышеуказанного предположения наряду с железными пленками, у которых ширина доменных границ, определенная по методу Вейда [19], составляет $180\text{--}200\text{ \AA}$, нами исследовались также обычные поликристаллические пленки из пермаллоя 82/18, Ni/Fe (размеры кристаллитов порядка $100\text{ \AA}$) с одноосной анизотропией и толщиной $500\text{ \AA}$. Они также были получены методом вакуумной конденсации на покровных стеклах микроскопа, предварительно покрытых подслоем каменной соли.

Здесь также наблюдается предпочтительность возникновения крестообразных линий Блоха на дефектах пленки. На рис. 3 приводится характерный участок пленки и стрелкой указано место расположения крестообразной линии Блоха. Из рисунка видно, что хотя в пленках имеется большое количество неоднородностей, соизмеримых с размерами кристаллитов, однако крестообразная линия Блоха «предпочитает» находиться на участках пленки, где плотность этих неоднородностей максимальна. Средний размер неоднородных микрообластей составляет $400\text{--}600\text{ \AA}$, в то время, как ширина доменных границ, измеренная также методом Вейда, составляет $1000\text{ \AA}$. Следовательно, в принципе, средний размер микродефектов пленки, на которых «предпочитает» находиться крестообразная линия Блоха, не зависит от ширины границ.

Обнаруженное отсутствие зависимости величины неоднородностей от ширины доменной границы, возможно, обусловлено несовершенством метода Вейда. Дело в том, что из-за различия в величинах намагниченности насыщения железа и пермаллоя ширина доменной границы в случае пер-

³ Выбор железа в качестве объекта монокристаллических пленок для данного исследования обусловлен ограниченностью числа дифракционных рефлексов.

маллоевой пленки оценивалась по микрофотометрическим кривым изображения границ, полученным в режиме большего расфокусирования и меньшего увеличения ($\times 1000$), чем в случае железной пленки (увеличение в

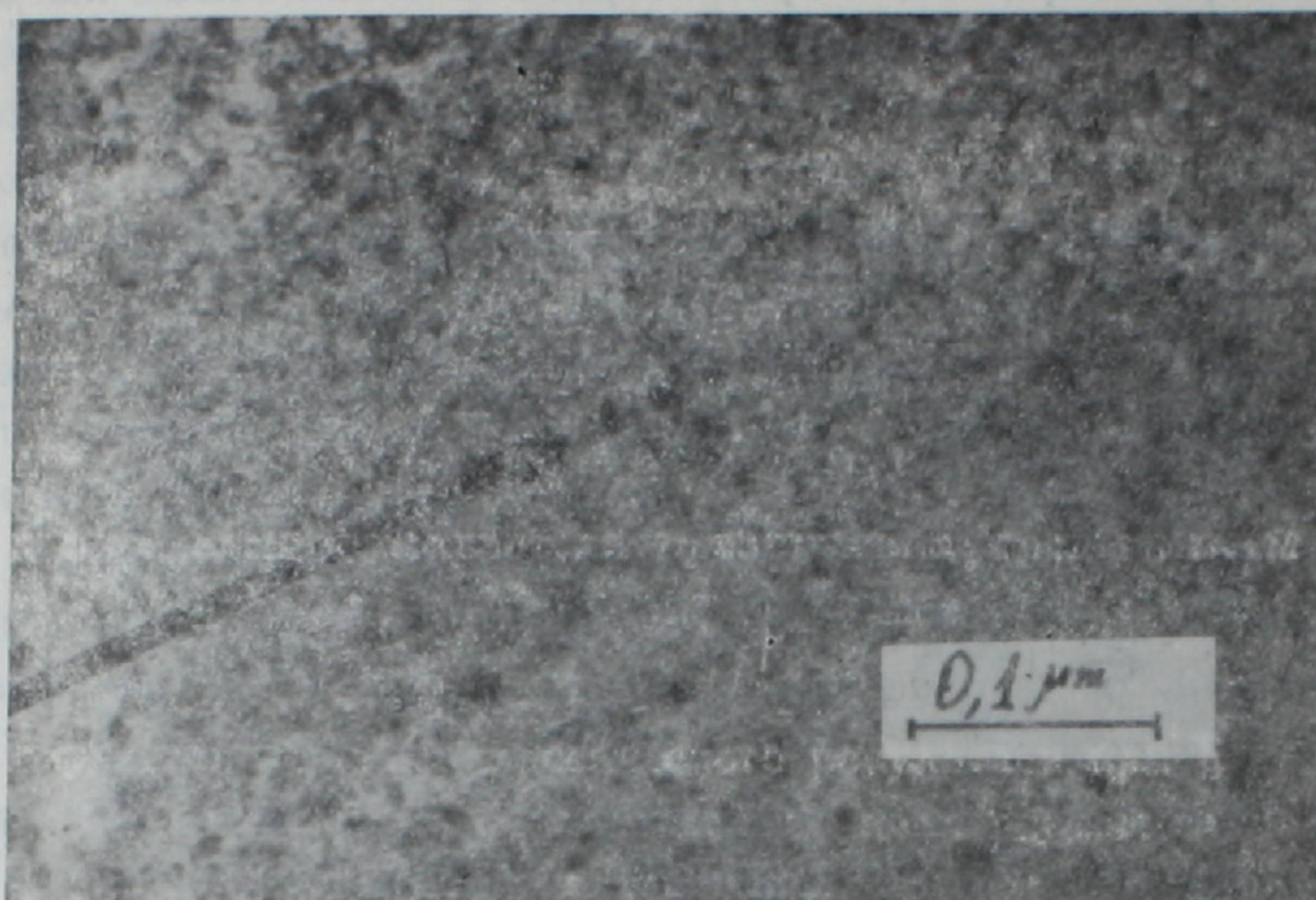


Рис. 3. Кристаллическая структура пермаллоевой пленки. Стрелка указывает характерный участок, где предпочтительнее возникновение крестообразной линии Блоха.

случае железной пленки составляло около 20000), а точность определения ширины доменных границ, в конечном итоге, обусловлена электронномикроскопическим увеличением.

Ереванский государственный университет

Поступила 9.IV.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Middelhoek, D. Wild. IBM J. Res. Dev., 11, 93 (1967).
2. E. Feldkeller, H. Thomas. Phys. Kond. Mater., 4, 8 (1965).
3. P. Otchik. Phys. Stat. Sol. (a), 5, 183 (1971).
4. Я. М. Погосян, А. Г. Шишков, Р. В. Телесник. ФММ, 30, 830 (1970).
5. А. Г. Сигов, А. Г. Шишков. ФММ, 33, 1114 (1972).
6. S. Methfessel, S. Middelhoek, H. Thomas. IBM J Res. Dev., 4, 96 (1960).
7. В. Г. Казаков и др. ФММ, 33, 864 (1972).
8. О. А. Виноградов и др. Материалы Международного симпозиума по физике магнитных пленок, Иркутск, 1968, стр. 219.
9. R. V. Telesnin et al. Phys. Stat. Sol., 34, 443 (1969).
10. E. I. Torok et al. J. Appl. Phys., 40, 1222 (1969).
11. Р. В. Телесник и др. ФММ, 35, 959 (1973).
12. Я. М. Погосян, Э. М. Гэрян, С. А. Арутюнян. ФММ, 34, 1004 (1972).
13. Я. М. Погосян. ДАН СССР, 203, 1200 (1972).
14. В. Э. Осуховский, А. Г. Шишков. ФММ, 32, 417 (1971).
15. W. Bürger. Phys. Stat. Sol. (a), 13, 429 (1972).
16. Я. М. Погосян, Э. М. Гэрян. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 261 (1973).
17. G. P. Gagnon, T. S. Chrowther. J. Appl. Phys., 36, 1112 (1965).

18. Л. А. Чеботкевич. Дискуссия на Всесоюзной конференции по магнетизму, Красноярск, 1971.
19. R. H. Wade. Proc. Phys. Soc., 79, 1237 (1962)

ԼԱՅՆԱԿԱՆ ԿԱՊԵՐՈՎ ՕԺՏՎԱԾ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Յա. Մ. ՊՈԴՈՍՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ

Աշխատանքում էլեկտրոնամիկրոսկոպիկ եղանակով ուսումնասիրված են բարակ ֆերոմագնիսական թաղանթների այն կառուցվածքային միկրոանհամասեռությունները, որոնք թաղանթի ներսում լայնական կապերով սահմանների համար ծառայում են որպես ուղեցույց և նպաստում են Բլոխի խաչաձև գծերին տվյալ միկրոտիրույթում իրենց նախկին դասավորվածությունը վերականգնելուն:

ON THE CROSS-TIE WALLS

Y. M. POGOSYAN, M. A. CHALABYAN

Structural microheterogeneities of thin films were investigated by means of JEM-1000U type electron microscope. These defects serve as internal reference points for cross Bloch lines in films.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПОЛИХЛОРОПРЕНА ПРИ НАЛИЧИИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

Г. Т. ОВАНЕСОВ, Ю. К. КАБАЛЯН, К. А. ГАСПАРЯН, В. Г. БАРАНОВ

В рамках единого подхода к изменению термодинамических параметров при кристаллизации макромолекул различной степени свернутости как посредством разворачивания, так и складывания цепочки проведен анализ фазового перехода в полимерных системах. Получены количественные оценки изменения степени кристалличности и температуры плавления в зависимости от степени сшивки и молекулярной ориентации для полихлоропрена. Сопоставление результатов оценок и экспериментальных данных показывает удовлетворительное совпадение опытных и расчетных значений для температуры плавления.

Кристаллизация цепочных систем при наличии молекулярной ориентации — один из способов получения надмолекулярных организаций, определяющих наличие анизотропии в свойствах полимерных материалов. В высокоэластическом состоянии полимерные изделия способны к большим обратимым деформациям, которые могут быть легко объяснены и охарактеризованы посредством так называемой конформационной энтропии, являющейся мерой степени свернутости макромолекулярной цепочки [1].

Изменение свободной энергии в процессе кристаллизации термодинамически определяется соотношением

$$\Delta F = \Delta H - T\Delta S, \quad (1)$$

где ΔF , ΔH и ΔS — соответственно разности свободной энергии, энтальпии и энтропии между аморфной и кристаллической фазами.

Температура плавления $T_{\text{пл}}^0$ соответствует равенству свободных энергий двух фазовых состояний. При $\Delta F = 0$ из (1) имеем

$$T_{\text{пл}}^0 = \frac{\Delta H}{\Delta S}. \quad (2)$$

Это определение справедливо не только для низкомолекулярных веществ, но и для полимерных тел. Однако полимеры даже в закристаллизованном состоянии являются аморфно-кристаллическими системами, характеризующимися степенью кристалличности α (объемной долей кристаллической фазы), меньшей единицы. Равновесная температура плавления ($T_{\text{пл}}^0$) была определена Манделькерном [2] как температура плавления гипотетического полимерного монокристалла с бесконечно длинными полностью развернутыми цепями. Естественно, что при сравнении экспериментально определяемой температуры плавления с манделькерновской нельзя ожидать совпадения, в сколь равновесных условиях ни проводился бы эксперимент (т. е. при бесконечно медленном нагревании и полной обратимости этого процесса). Равновесная температура плавления должна

быть определена из условия $\Delta F = 0$ с учетом аморфно-кристаллической структуры образца, и именно ее надо сравнивать с экспериментально определяемой температурой $T_{\text{пл}}$.

Цепное строение полимерной молекулы приводит к возможности ее упаковки в кристалл как с выпрямленными цепями [3], так и складыванием на себя [4]. Учет изменения конформационной энтропии в процессе кристаллизации позволяет переписать выражение (1) для изменения свободной энергии в виде [5]

$$\Delta F(\alpha) = -\alpha N A \Delta f_0 + \frac{3}{2} k T \left\{ \ln(1 - \alpha) - N \frac{\alpha}{1 - \alpha} (\beta^2 - 2\beta\gamma + \gamma^2 \alpha) \right\}, \quad (3)$$

где k —постоянная Больцмана, α —степень кристалличности, N —число статистических сегментов в макромолекуле, A —длина сегмента, Δf_0 —свободная энергия на единицу длины молекулы. В таком виде выражение (1) может быть записано для достаточно протяженной, с длиной $L = NA$, гибкой молекулы, концы которой разведены на расстояние h . Второе слагаемое в правой части (3) представляет изменение конформационной энтропии при переходе части макромолекулы в кристаллическое состояние, т. е. при образовании кристалла, геометрия которого характеризуется величиной γ , причем $\gamma < 0,2$ для складчатого кристалла и $\gamma = 1$ при кристаллизации с распрямленными цепями. Мера свернутости исходной цепи определяется отношением

$$\beta \equiv \frac{h}{L}.$$

Равновесная степень кристалличности длинноцепочных молекул определяется из условия [3]

$$\frac{\partial \Delta F(\alpha)}{\partial \alpha} = 0. \quad (4)$$

Дифференцируя уравнение (3) по α , получаем

$$1 - [\alpha] = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 4N(\beta - \gamma)^2 \left(\frac{2NA\Delta f_0}{3kT} + N\gamma^2 \right)}}{2 \left(\frac{2}{3} \frac{N\Delta f_0}{kT} + N\gamma^2 \right)}.$$

Равновесное значение степени кристалличности системы при различных значениях β связано с параметром α следующим образом:

$$[\alpha] = \frac{\rho_{\text{ам}}}{\rho_{\text{кр}}} \alpha, \quad (5)$$

где $\rho_{\text{ам}}$ —плотность расплава, $\rho_{\text{кр}}$ —плотность кристалла.

Равновесная температура плавления определяется из соотношения (3) при $\Delta F = 0$, $\alpha \rightarrow 0$, $T = T_{\text{пл}}^0$

$$\frac{1}{T_{\text{пл}}^0} - \frac{1}{T_{\text{пл}}} = \frac{3R}{2\Delta H M} (1 + 2N\beta\gamma - N\beta^2). \quad (6)$$

Нами были проведены соответствующие расчеты для $N=710$ и $N=100$ (рис. 1 и 2). На рис. 1а и 2а приведены зависимости степени кристалличности α от степени свернутости макромолекулы β для различных значений γ от $\gamma=0,01$ до $\gamma=0,1$. С учетом зависимости α от β на рис. 1б и 2б получены изменения свободной энергии для кристаллов с выпрямленными и сложенными цепями.

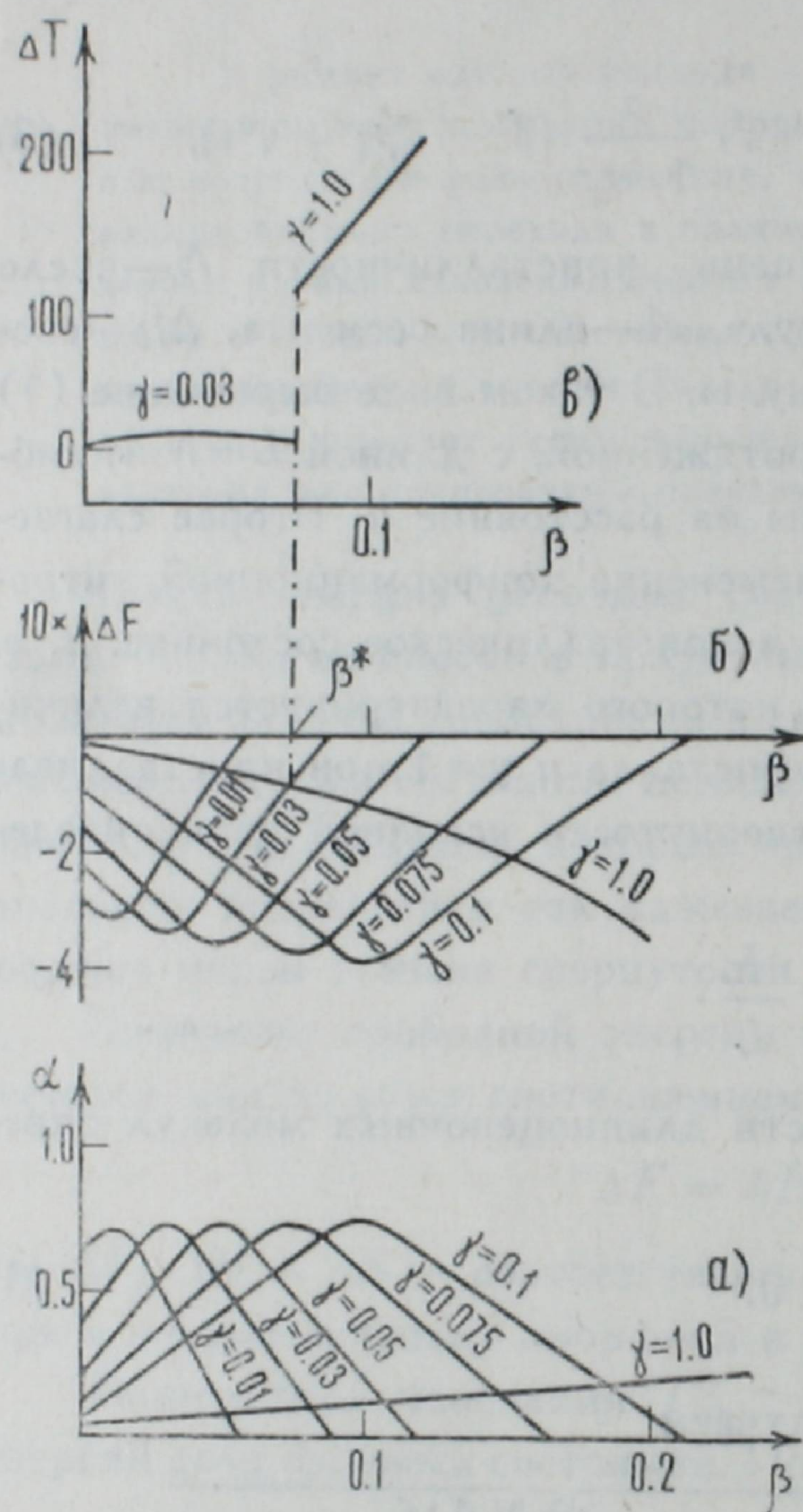


Рис. 1.

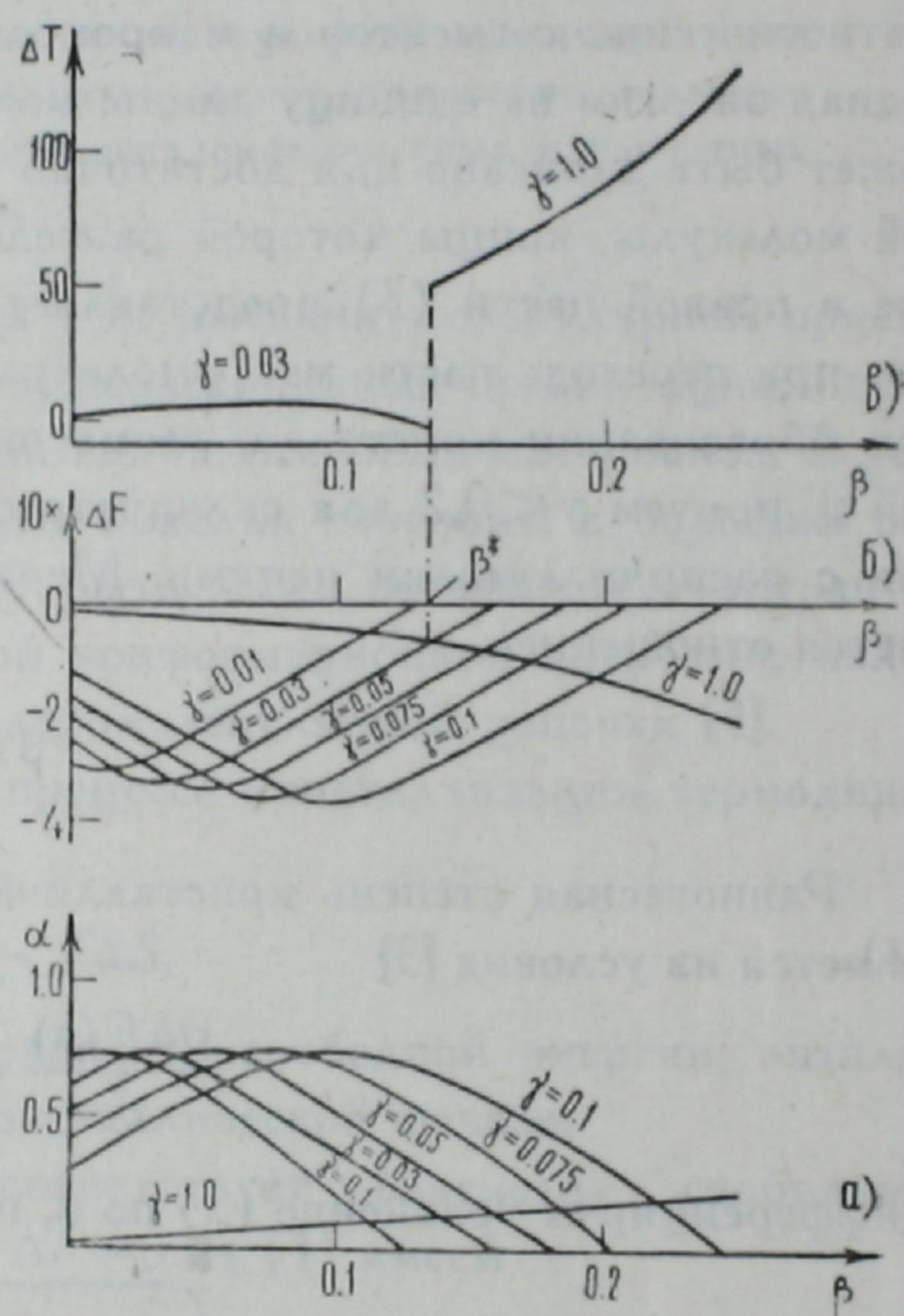


Рис. 2.

В процессе кристаллизации полная свободная энергия системы имеет отрицательные значения и чем больше ее абсолютная величина, тем более выгоден процесс кристаллизации. Из рис. 1б и 2б видно, что с изменением β для каждого значения γ от $\gamma=0,01$ до $\gamma=0,1$ полная свободная энергия больше по абсолютной величине, чем для $\gamma=1$, только до некоторого критического значения β^* , что и приводит к переходу от мономолекулярной кристаллизации (складчатые кристаллы) к мультимолекулярной (с выпрямленными цепями).

С учетом такого характера изменения полной свободной энергии на рис. 1в и 2в приведены зависимости температуры плавления от степени свернутости макромолекулы β для $\gamma=0,03$ и $\gamma=1$, рассчитанные с помощью соотношения (6). Переход при β^* от мономолекулярной к мультимолекулярной кристаллизации, определяемый из рис 1б и 2б, позволяет по-

строить полную зависимость $T_{\text{пл}}^0$ от β . Из этих рисунков видно, что при значении β^* $T_{\text{пл}}^0$ скачком возрастает до значения, соответствующего новому типу кристалла. На рис. 3 (кривая 3) приведена экспериментально полученная зависимость $T_{\text{пл}}^0$ от величины предварительной вытяжки λ термовулканизата полихлоропрена наирита НП с числом сегментов между сшивками $N=710$ [6]. Взаимосвязь $\lambda = \sqrt{N}\beta$ позволяет перейти в хорошем приближении от β к λ . На рис. 3 (кривые 1 и 2) приведены пересчитанные от β (рис. 1в и 2в) к λ зависимости $T_{\text{пл}}^0$ от λ . Из рис. 3 видно, что экспе-

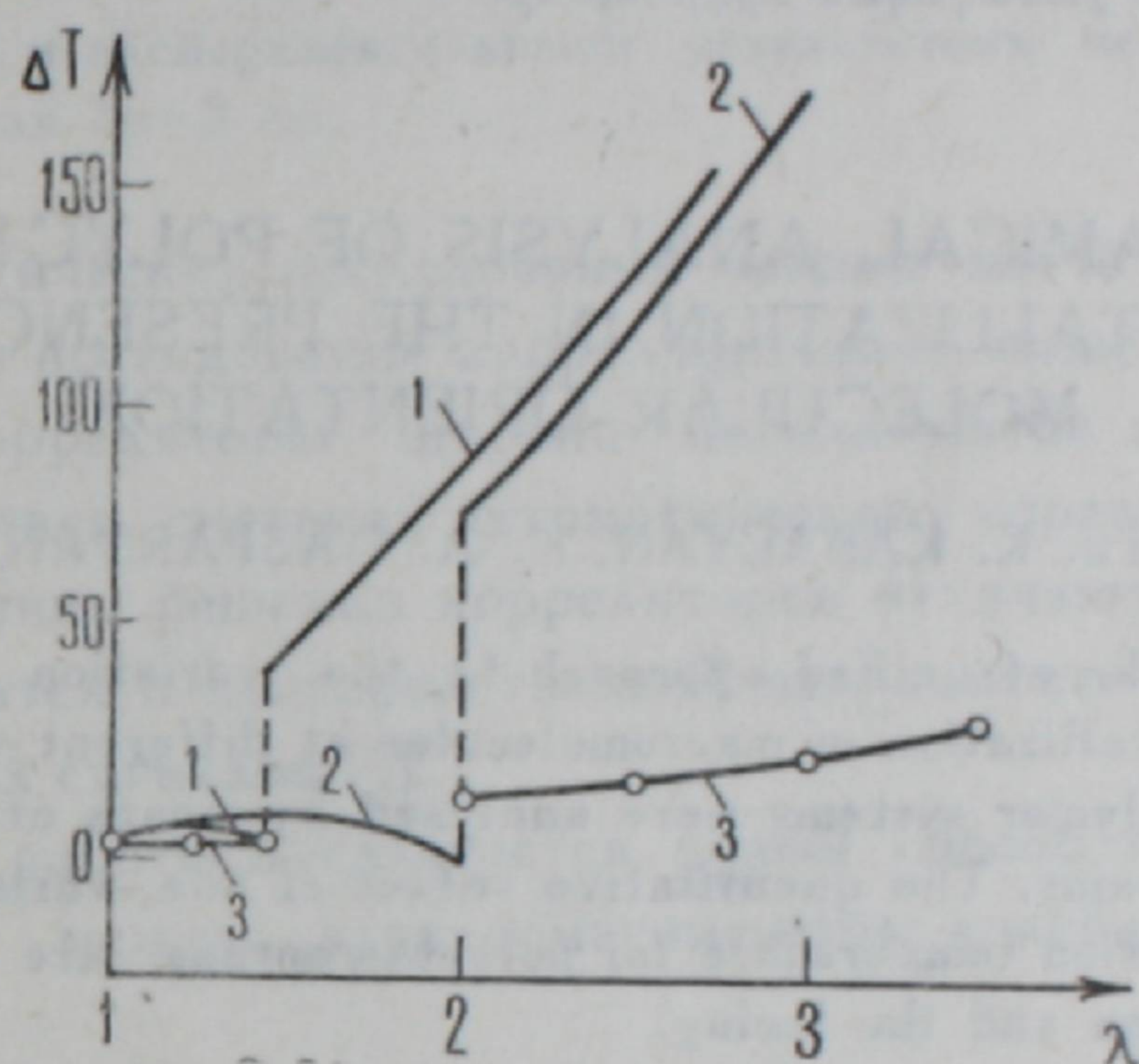


Рис. 3.

риментально наблюдаемые температуры плавления претерпевают скачкообразный переход от $\lambda=1,4$ к $\lambda=2$. Более низкие по сравнению с расчетом экспериментально получаемые температуры плавления при образовании развернутых кристаллов можно объяснить тем, что теоретические расчеты, во-первых, производились для одномолекулярной модели и, во-вторых, без учета изменения β в процессе кристаллизации. Последнее обстоятельство и малая скорость кристаллизации могут приводить к уменьшению β до значений, меньших β^* , и последующая кристаллизация будет идти со складыванием цепочки.

ВНИИПолимер
ИВС АН СССР

Поступила 12.V.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. М. В. Волькенштейн. Конфигурационная статистика полимерных цепей, Изд. АН СССР, М., 1959.
2. Л. Манделькern. Кристаллизация полимеров, Изд. Химия, М.—Л., 1966.
3. P. J. Flory. J. Chem. Phys., 15, 397 (1947).
4. J. I. Lauritzen, J. D. Hoffman. J. Res. Natl. Bur. Stand., 64a, 73 (1960).
5. Г. К. Ельяшевич, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель. ФТТ, 7, 2071 (1974).
6. В. Г. Баранов и др. ДАН СССР, Физическая химия, 217, 119 (1974).

ՊՈԼԻՔԼՈՐՈՊՐԵՆԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՄԱՆ ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄՈԼԵԿՈՒԼՅԱՐ ԴԱՍԱՎՈՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ. Թ. ՕՎԱՆԵՍՈՎ, ՅՈՒ. Կ. ԿԱԲԱԼՅԱՆ, Կ. Ա. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Վ. Գ. ԲԱՐԱՆՈՎ

Թերմոդինամիկական պարամետրերի փոփոխմանը միասնական մոտեցման շրջանակներում անցկացված է պոլիմերային համակարգերի ֆազային անցման վերլուծությունը տարբեր աստիճանի փաթաթվածության մակրոմոլեկուլների բյուրեղացման ժամանակ, ինչպես շրջման, այնպես էլ շղթայի դասավորման միջոցով: Պոլիքլորոպրենի կապվածության աստիճանի և մոլեկուլյար դասավորվածության ֆունկցիայի համար ստացված են բյուրեղացման աստիճանի և հալման ջերմաստիճանի քանակական արդյունքներ:

THERMODYNAMICAL ANALYSIS OF POLYCHLOROPREN CRYSTALLIZATION IN THE PRESENCE OF MOLECULAR ORIENTATION

G. T. OVANESOV, Yu. K. KABALYAN, K. A. GASPARYAN, V. G. BARANOV

In the framework of unified approach to the variation of thermodynamical parameters at the crystallization of macromolecules at different degrees of rolling, the phase transitions in polymer systems were analysed by means of both the unrolling and the addition of chains. The quantitative values of the variation of crystallization degree and the fusion temperature for polychloroprens are obtained as functions of molecular orientation and the lacing.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ
КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ В ДИАПАЗОНЕ СВЧ

Э. Г. МИРЗАБЕКЯН, Р. Н. СИМОНЯН

Предложен и проанализирован новый поляризационный способ измерения корреляционных функций между СВЧ-сигналами. Описан экспериментальный макет коррелометра и показано, что расхождение между теоретическими и экспериментальными результатами не превышает 5% в диапазоне волн $\lambda = 3$ см.

Среди статистических исследований важное место занимает корреляционный анализ — исследование корреляционных связей между различными процессами. Корреляторы широко используются в различных радиоприемных устройствах, системах автоматического управления и т. д. Схемные и конструктивные решения корреляторов отличаются большим разнообразием и находятся в непосредственной зависимости от частотного диапазона исследуемых сигналов [1].

В настоящей работе предлагается новый способ измерения корреляционных функций между электромагнитными колебаниями в диапазоне СВЧ.

Прежде, чем перейти к изложению предложенного способа, приведем некоторые сведения из теории статистического анализа. Обозначим через $E_1(t)$ и $E_2(t)$ напряженности электрического поля электромагнитной волны, рассматриваемые как случайные эргодические процессы. Естественно предположить, что

$$\langle E_1(t) \rangle = \langle E_2(t) \rangle = 0. \quad (1)$$

Взаимная корреляционная функция между случайными процессами E_1 и E_2 определяется как

$$R_{12}(t, \tau) = \langle E_1(t_1) \cdot E_2(t_2) \rangle, \quad (2)$$

где τ — временная задержка между E_1 и E_2 .

Если $E_1(t)$ и $E_2(t)$ — стационарно связанные процессы в широком смысле, то

$$R_{12}(t, \tau) = R_{12}(\tau).$$

В случае, когда E_1 и E_2 являются случайными узкополосными процессами, взаимная корреляционная функция выражается соотношением

$$R_{12}(\tau) = \langle A_1(t) A_2(t + \tau) \cos[\omega_0 \tau + \varphi_1(t) - \varphi_2(t + \tau)] \rangle, \quad (3)$$

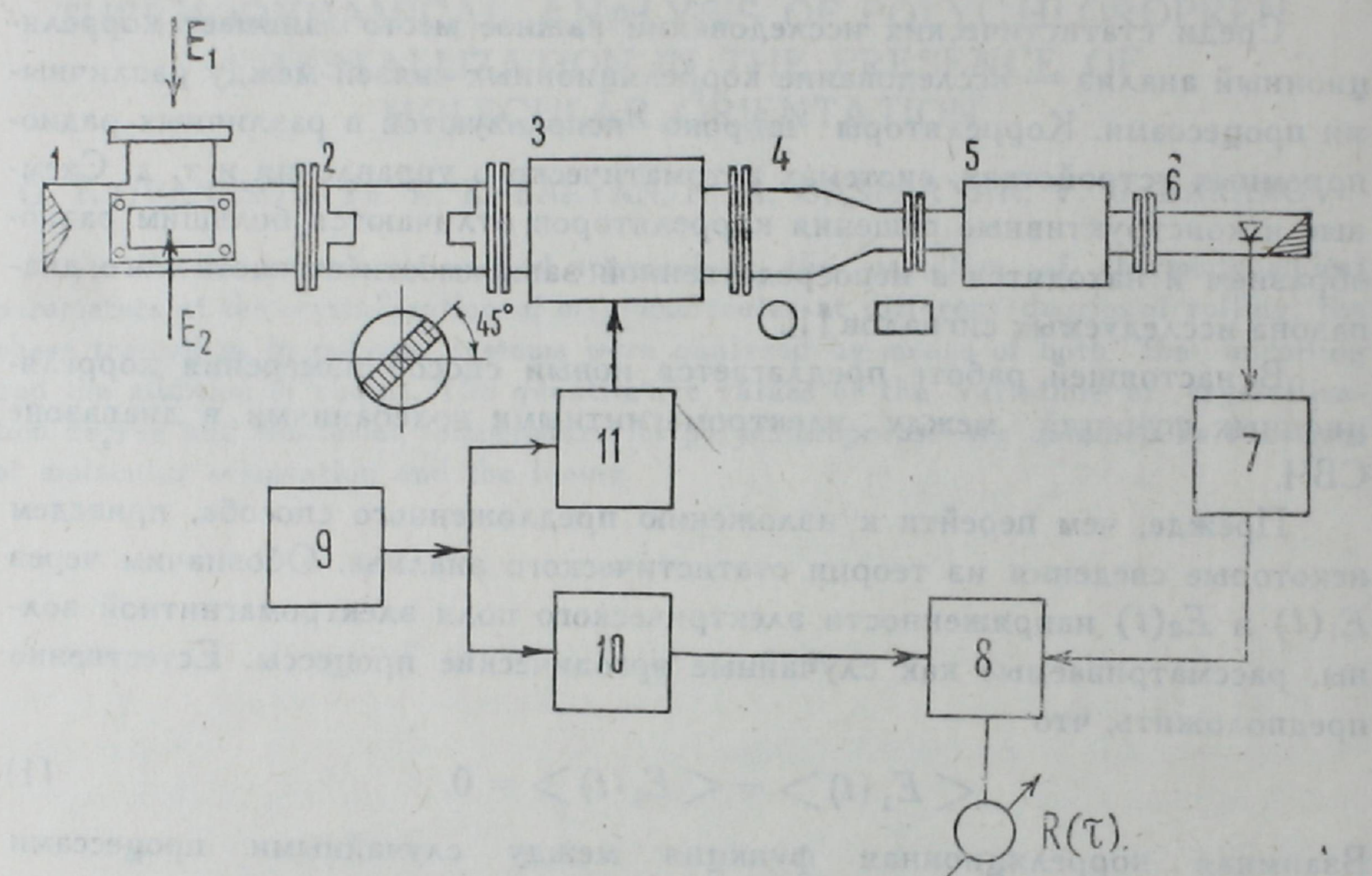
где A_1 и A_2 — медленно меняющиеся случайные функции (по сравнению с $\cos \omega_0 t$), являющиеся огибающими процессов E_1 и E_2 , φ_1 и φ_2 — медленно меняющиеся случайные функции, являющиеся начальными фазами процессов E_1 и E_2 , ω_0 — средняя круговая частота.

С целью упрощения дальнейших математических расчетов предположим, что случайные процессы $E_1(t)$ и $E_2(t)$ являются узкополосными. В дальнейшем будем использовать комплексное представление для $\dot{E}_1$ и $\dot{E}_2$

$$\dot{E}_1(t_1) = A_1(t_1) \exp[i\omega_0 t_1 + \varphi_1(t_1)],$$

$$\dot{E}_2(t_2) = A_2(t_2) \exp[i\omega_0 t_2 + \varphi_2(t_2)].$$

Сущность предлагаемого способа заключается в следующем. Электромагнитные волны $E_1(t_1)$ и $E_2(t_2)$ (после временной задержки τ) суммируются в пространственно-ортогональных направлениях в круглом волноводе при помощи секции 1 (см. рисунок). Полученная таким образом частично



Блок-схема коррелометра: 1 — суммирующий узел в пространственно-ортогональных направлениях, 2 — дифференциальная фазовая пластина, расположенная под углом 45° относительно секции 1, 3 — вращатель плоскости поляризации, 4 — анализатор поляризации, 5 — усилитель СВЧ, 6 — СВЧ-детектор, 7 — НЧ-селективный усилитель, 8 — фазовый детектор, 9 — задающий генератор, 10 — удвоитель частоты, 11 — буферный каскад.

поляризованная волна в круглом волноводе описывается комплексным вектором

$$|\vec{\epsilon}| = \begin{vmatrix} \dot{E}_1(t) \\ \dot{E}_2(t + \tau) \end{vmatrix}.$$

Напряженность на выходе секции 4 определяется выражением

$$\epsilon_n = \text{Re } \dot{\epsilon}_n = Z_0 \text{Re} |S_l| \cdot |\dot{S}_{\lambda/4}| \cdot |\vec{\epsilon}|. \quad (4)$$

Здесь

$$|\dot{S}_{\lambda/4}| = \frac{e}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{vmatrix}$$

есть матрица преобразования Джонса для секции 2 (четвертьволновая секция),

$$|S_I| = |\sin(\Omega t + \psi_0), \cos(\Omega t + \psi_0)|$$

представляет собой аналогичную матрицу для совместного рассмотрения секций 3 и 4 (вращатель плоскости поляризации и анализатор поляризации), где ψ_0 — постоянная величина, определяемая угловым положением анализатора поляризации, Ω — частота вращения плоскости поляризации на выходе секции 3. Примем, что Ω совпадает с частотой напряжения, питающего вращатель плоскости поляризации.

После несложных математических преобразований из (4) получаем

$$\varepsilon_n = Z_0 \frac{\sqrt{2}}{2} \{ A_1(t) \sin[(\omega_0 - \Omega)t + \varphi_1(t) - \psi_0 + 45^\circ] - \\ - A_2(t + \tau) \cos[(\omega_0 + \Omega)t + \omega\tau + \varphi_2(t + \tau) + \psi_0 + 45^\circ] \}. \quad (5)$$

Предположим, что СВЧ-усилитель 5 с коэффициентом усиления по мощности K_ω линейный и имеет равномерную частотную характеристику. Тогда

$$\varepsilon'_n = \sqrt{K_\omega} \varepsilon_n.$$

Напряжение на нагрузке квадратичного детектора 6 равно

$$U_d = \gamma \langle \varepsilon_n'^2 \rangle = \gamma Z_0^2 \frac{K_\omega}{2} [\sigma_1 + \sigma_2 + \\ + \frac{1}{2} \langle A_1(t) A_2(t + \tau) \sin(2\Omega t - \omega_0\tau + \varphi_1(t) - \varphi_2(t + \tau) - 2\psi_0) \rangle],$$

где σ_1 и σ_2 — постоянные составляющие на нагрузке детектора. Переменная же составляющая с частотой 2Ω усиливается селективным НЧ-усилителем 7 с коэффициентом усиления $K_{2\Omega}$. Напряжение на выходе усилителя (7) дается выражением

$$U_{2\Omega} = \frac{1}{4} Z_0^2 \gamma K_\omega K_{2\Omega} \langle A_1(t) A_2(t + \tau) \sin[2\Omega t - \omega_0\tau + \varphi_1(t) - \\ - \varphi_2(t + \tau) - 2\psi_0] \rangle. \quad (6)$$

Так как постоянная величина $2\psi_0$ зависит от положения секции 4, то ее легко устранить. Тогда напряжение на выходе фазового детектора 8 есть

$$U_{ФД} = \beta \langle A_1(t) A_2(t + \tau) \cos(\omega_0\tau + \varphi_1 - \varphi_2) \rangle,$$

где

$$\beta = \frac{1}{4} Z_0^2 \gamma K_\omega K_{2\Omega}.$$

Сравнивая полученный результат с (3), можно сказать, что напряжение на выходе фазового детектора прямо пропорционально значению взаимной корреляционной функции между процессами E_1 и E_2 :

$$V = U_{\text{ФД}} = \beta R_{12}(t, \tau). \quad (7)$$

Коэффициент β легко определяется при калибровке. Такая простая зависимость делает возможным построение коррелометров по предлагаемому методу.

В вышеприведенных расчетах мы исходили из идеализированной модели отдельных СВЧ- и НЧ-узлов. В реальном случае соотношение (7) имеет вид

$$V_{\text{реал.}} = R_{12} + \Delta R_{12}, \quad (8)$$

где ΔR_{12} — суммарная абсолютная ошибка измерения, обусловленная неидеальностью СВЧ- и НЧ-узлов. В выражении (8) для простоты положено $\beta = 1$.

Для определения ошибки измерения примем следующий метод расчета. Обозначим через Φ фазу сигнала, поступающего на вход фазового детектора в идеализированной модели СВЧ-узлов. Тогда

$$\Phi_{\text{реал.}} = \Phi + \delta, \quad (9)$$

где δ — суммарная абсолютная величина отклонения фазы от идеализированного случая. В таких обозначениях

$$V_{\text{реал.}} = \langle \cos \Phi_{\text{реал.}} \rangle.$$

После элементарных преобразований получаем

$$V_{\text{реал.}} = R_{12} - \delta \sqrt{1 - R_{12}^2}. \quad (10)$$

В [2] проведен полный анализ величины δ , обусловленной несовершенством дифференциальных фазовых пластин $\lambda/2$, $\lambda/4$. Величина $\delta \leq 0,04$ в случае, когда

$$|\Delta_1| \leq 1^\circ, \quad |\Delta_2| \leq 2^\circ, \quad |\Gamma_i| \leq 0,05, \quad |G| \leq 12 \text{ дБ},$$

где Δ_1 и Δ_2 — расхождения от 90° и 180° соответственно для фазовых „пластин $\lambda/4$, $\lambda/2$ “, Γ_i — коэффициенты отражения, G — перепад мощностей исследуемых сигналов.

При этих условиях из (10) получаем

$$\Delta R_{12 \text{ max}} \leq 4 \cdot 10^{-2}.$$

Теперь оценим ошибку, обусловленную отклонением от квадратичности вольт-амперной характеристики кристаллического СВЧ-диода. Вольт-амперная зависимость кристаллического СВЧ-диода хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией

$$i = i_0 [\exp(\alpha U_{\text{д}}) - 1],$$

где

$$\alpha = 5 \text{ в}^{-1}, \quad i_0 = 0,25 \text{ ма.}$$

Напряжение на нагрузке детектора при условии, что $R_{\text{н}} \ll R_{\text{д}}$, определяется так

$$U_{\text{д}} = R_{\text{н}} i_0 [\exp(\alpha U_{\text{д}}) - 1].$$

Разложим в степенной ряд и учтем члены до четвертой степени

$$U_d = R_n i_0 \left[\alpha \langle U_- \rangle + \frac{\alpha^2}{2!} \langle U_-^2 \rangle + \frac{\alpha^3}{3!} \langle U_-^3 \rangle + \frac{\alpha^4}{4!} \langle U_-^4 \rangle \right].$$

Учитывая, что

$$\langle U_- \rangle = \langle U_-^3 \rangle = 0,$$

получим

$$U_d = R_n i_0 \left[\frac{\alpha^2}{2!} \langle U_-^2 \rangle + \frac{\alpha^4}{4!} \langle U_-^4 \rangle \right].$$

Легко убедиться в том, что во втором члене содержится низкочастотное колебание с частотой 2Ω , амплитуда которого является функцией σ_1 , σ_2 и R_{12} .

Из последнего выражения определяется относительная ошибка

$$\xi \simeq \frac{\alpha^2}{12} U_-^2 100\%.$$

Если принять, что подводимое к СВЧ-диоду напряжение $U_- \leq 0,1$ в, то

$$\xi \leq 2\%.$$

Для экспериментального исследования предложенного метода был собран макет коррелометра в диапазоне волн $\lambda = 3$ см. В качестве суммирующего узла 1 служили два направленных ответвителя, соединенных с круглым волноводом в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Секция 2 была выполнена в виде комбинированной металло-диэлектрической фазовой пластины. Секция 3 представляла собой полуволновую секцию, приводимую во вращение механическим путем с частотой вращения $f \approx 10$ гц. В качестве усилителя СВЧ служила лампа УВ-12, а в качестве детектора использовался кремниевый диод ДК-В2. В качестве фазового детектора использовался стандартный фазовый детектор марки В9-2. Линией задержки служила короткозамкнутая линия с циркулятором. Короткозамкнутая линия имела микрометрическое приспособление.

Экспериментальная проверка формулы 7 проводилась в режиме измерения корреляционных функций квазимонохроматического сигнала, корреляционная функция которого выражается простым соотношением

$$R_r(\tau) = A^2 \cos \omega_0 \tau.$$

Сигнал с выхода генератора 3 см-волн при помощи волноводного тройника делился на два канала, в одном из которых имелась линия задержки. Экспериментально была снята зависимость выходного показания фазового детектора $R_s(\tau)$ от величины времени задержки τ .

Проведенные экспериментальные исследования показали, что величина относительной ошибки измерения, определяемая как

$$\delta = \left| \frac{R_s - R_r}{R_r} \right| 100\%,$$

есть

$$\delta < 5\%$$

Полоса рабочих частот для указанного уровня ошибок измерения составляла $\Delta f \simeq 5\%$, а амплитудная чувствительность была $P_{\min} \simeq 1$ мквт.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 10.IX.1974

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Балл. Аппаратурный корреляционный анализ случайных процессов, Изд. Энергия, 1968.
2. Э. Г. Мирзабекян, Р. Н. Симонян. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 417 (1971).

ԳՐԶ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԿՈՐԵԼՅԱՑԻՈՆ ՖՈՆԿՑԻԱՆԵՐԻ ԶԱՓՈՒՄԸ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ

Է. Հ. ՄԻՐԶԱԲԵԿՅԱՆ, Ռ. Ն. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Առաջարկված և հետազոտված է կորելյացիոն ֆունկցիաների չափման մի նոր, բևեռացման մեթոդ ԳՐԶ տիրույթում: Նկարագրված է կորելյացիոն փորձնական մակերևույթը և ցույց է տրված, որ փորձնական և տեսական արդյունքների միջև տարամիտումը չի գերազանցում 5% $\lambda = 3$ սմ ալիքների տիրույթում:

POLARIZATION MEASUREMENTS OF CORRELATION FUNCTIONS IN MICROWAVE BAND

E. H. MIRZABEKYAN, R. N. SIMONYAN

New polarization method for the measurements of correlation functions between MW signals is proposed and analysed. An experimental model of correlator is described and it is shown that the discrepancy between theoretical and experimental results doesn't exceed 5% in $\lambda = 3$ cm wave band.

МИКРОПОЛОСКОВЫЙ Y-ЦИРКУЛЯТОР 3-х САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

К. С. МОСОЯН, В. Е. КАРАПЕТЯН, А. И. СМОЛИН, А. Г. ВАРОСЯН

Изготовлен и экспериментально исследован макет микрополоскового циркулятора 3-х сантиметрового диапазона на сапфировой подложке. Ферромагнитная часть циркулятора выполнена на феррите 2СЧ1. Приведены рабочие характеристики циркулятора, обеспечивающего прямые потери 0,25 дБ на центральной частоте, а развязку более 20 дБ в 15%-ой полосе частот при КСВН, не превышающем 1,2.

1. Введение

В связи с развитием гибридно-интегральных схем СВЧ, где одним из широко используемых компонентов многофункционального назначения является микрополосковый циркулятор, в последние годы появилось значительное количество работ по теоретическому и экспериментальному исследованию миниатюрных Y-циркуляторов [1—4].

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование основных электрических характеристик составного циркулятора, в котором феррит помещен в подложку из сапфира. Для получения минимальных прямых потерь согласование циркулятора с внешними цепями осуществлено с помощью разомкнутых шлейфов, длина которых меньше, чем $\lambda_g/4$.

2. Конструкция и методика согласования микрополоскового циркулятора

В циркуляторе использован магниевый феррит 2СЧ1 с намагниченностью $4\pi I = 1880$ эс и шириной полосы резонансной кривой $2\Delta H = 800$ э. Феррит в форме диска толщиной 1 мм вставлен в отверстие, просверленное в подложке из сапфира.

Внешний вид циркулятора показан на рис. 1. Он представляет собой три полосковые линии, расположенные под углом 120° друг к другу и образующие симметричный тройник, в центре которого напылен диск диаметром 6,2 мм. Расчет диаметра диска был произведен исходя из условия работы циркулятора при дорезонансном значении постоянного магнитного поля.

Теоретический анализ работы полоскового Y-циркулятора [2] приводит к выражению, связывающему радиус диска с параметрами применяемого феррита, которое имеет вид

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{1,84}{2\pi \sqrt{\mu_{эфф} \epsilon}}. \quad (1)$$

Здесь R — радиус ферритового диска, λ — длина рабочей волны в свобод-

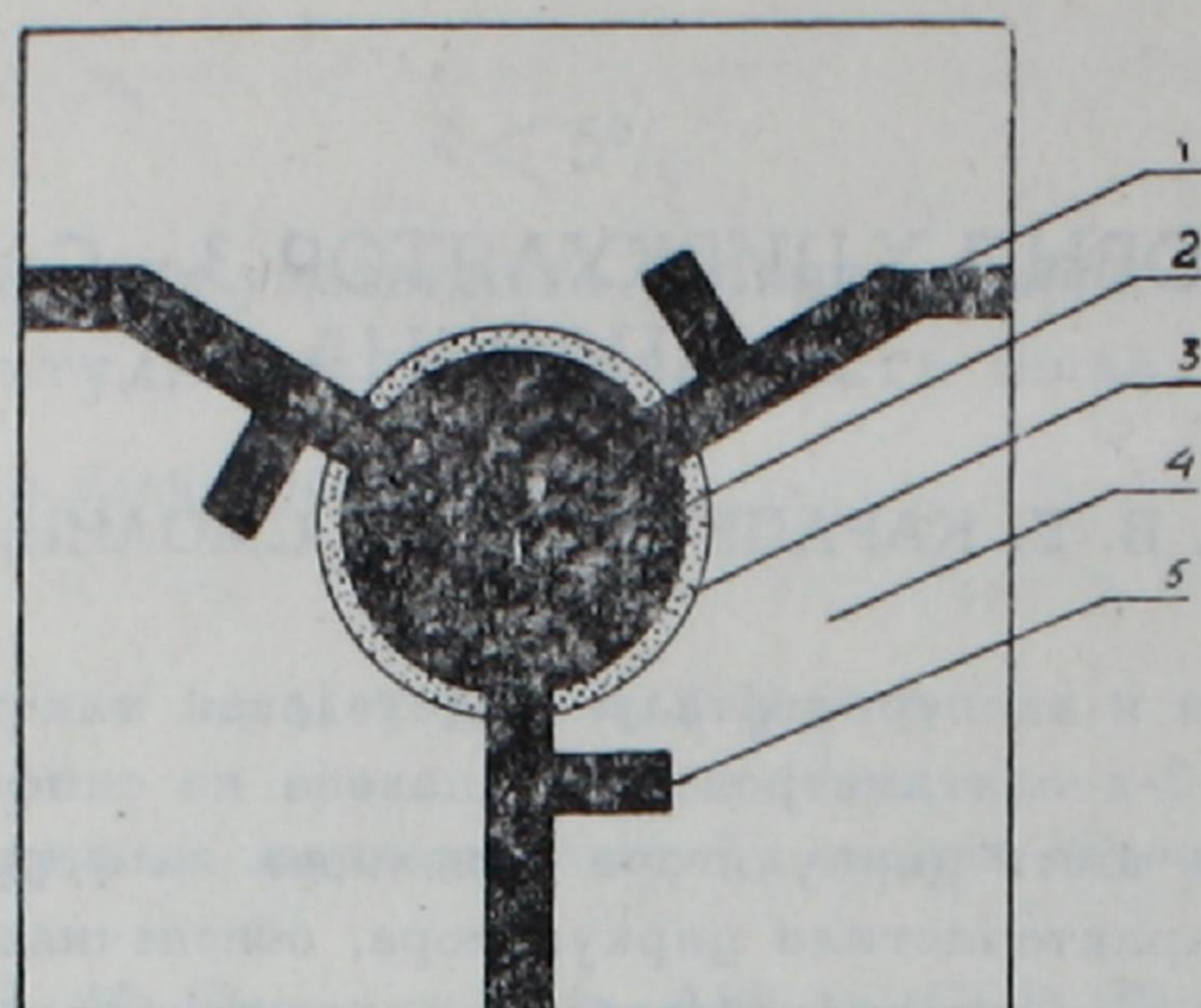


Рис. 1. Схематическое изображение конструкции микрополоскового циркулятора: 1 — 50-омная микрополосковая линия, 2 — тонкопленочный центральный диск, 3 — ферритовый диск, 4 — сапфировая подложка, 5 — согласующий шлейф.

ном пространстве, ε — относительная диэлектрическая постоянная, $\mu_{\text{эфф.}} = 1 - \left(\frac{k}{\mu}\right)^2$ — эффективная магнитная проницаемость.

Тройник рассчитывался по упрощенной эквивалентной схеме, изображенной на рис. 2. Вначале измерялся входной импеданс со входа одного из плеч тройника при нагружении двух оставшихся плеч на согласованные нагрузки. Исходя из измеренного импеданса рас-

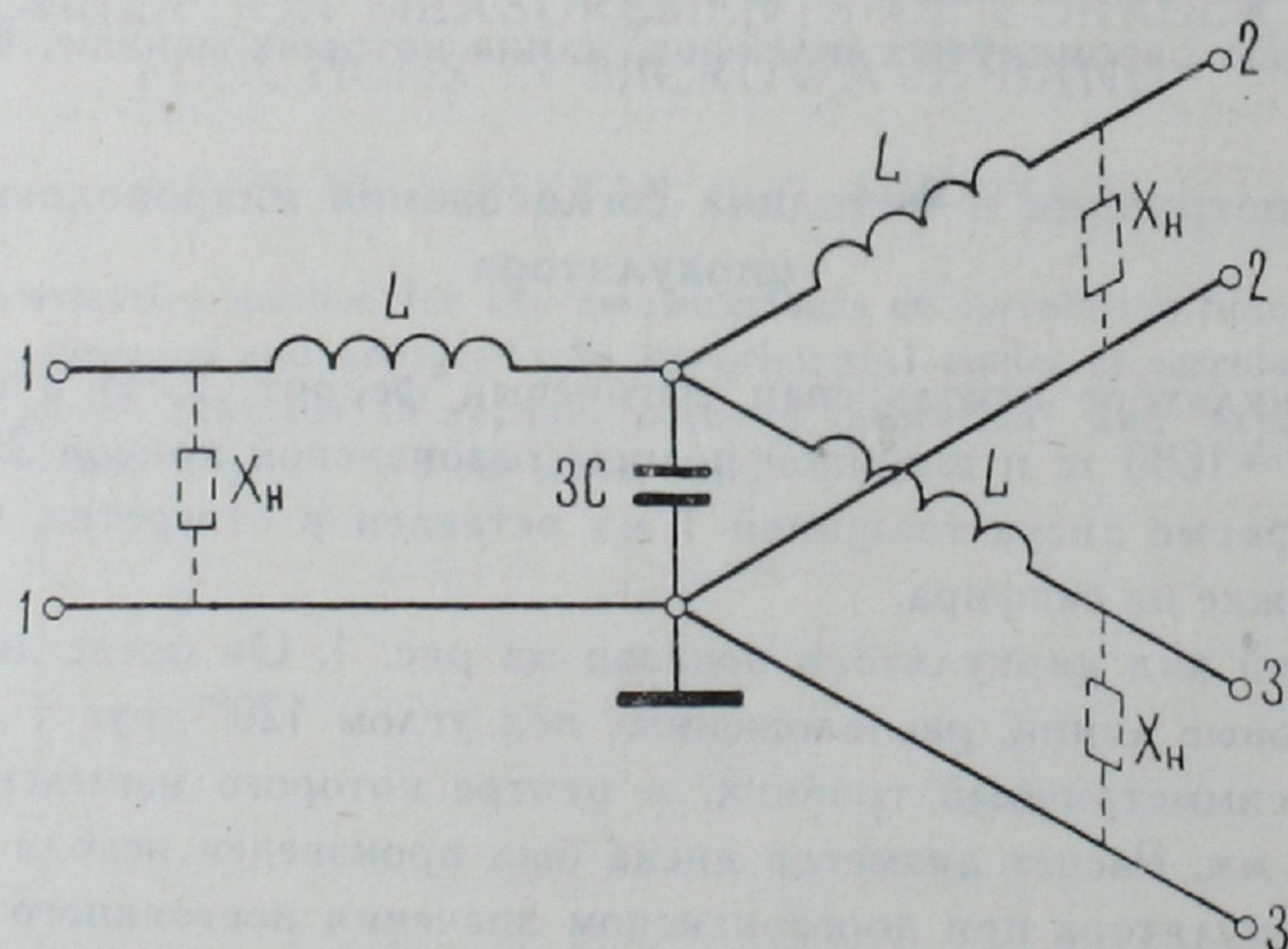


Рис. 2.

считывались элементы L и C эквивалентной схемы. После этого в каждое из плеч тройника включались реактивные настроечные элементы $X_{\text{настр.}}$. Величина реактивной проводимости $X_{\text{настр.}}$ определялась из условия $K_{\text{СВН}}=2$ со входа любого из плеч нагруженного тройника. Согласующие элементы $X_{\text{настр.}}$ реализовывались в конструкции с помощью отрезков

микрополосковой линии передачи, разомкнутых на концах и имеющих длину $< \frac{\lambda_g}{4}$.

3. Результаты экспериментального исследования

Экспериментально были исследованы два типа составных циркуляторов. В одном циркуляторе был применен феррит с диаметром 9 мм и согласующие шлейфы лежали на ферритовой подложке. Во втором циркуляторе диаметр феррита составлял 6,8 мм, т. е. на 0,6 мм превышал диаметр напыленного медного диска, а согласующие шлейфы целиком были расположены на сапфировой подложке. Постоянное магнитное поле создавалось постоянными магнитами с диаметром $6,8 \div 7$ мм и $6,8 \div 10$ мм соответственно в первом и втором циркуляторах (в последнем случае рабочие характеристики циркулятора не менялись при изменении диаметра магнита).

Характеристики этих двух типов циркуляторов приведены на рис. 3 и при комнатной температуре они отличаются только прямыми потерями. Из рисунка видно, что такие циркуляторы обладают следующими пара-

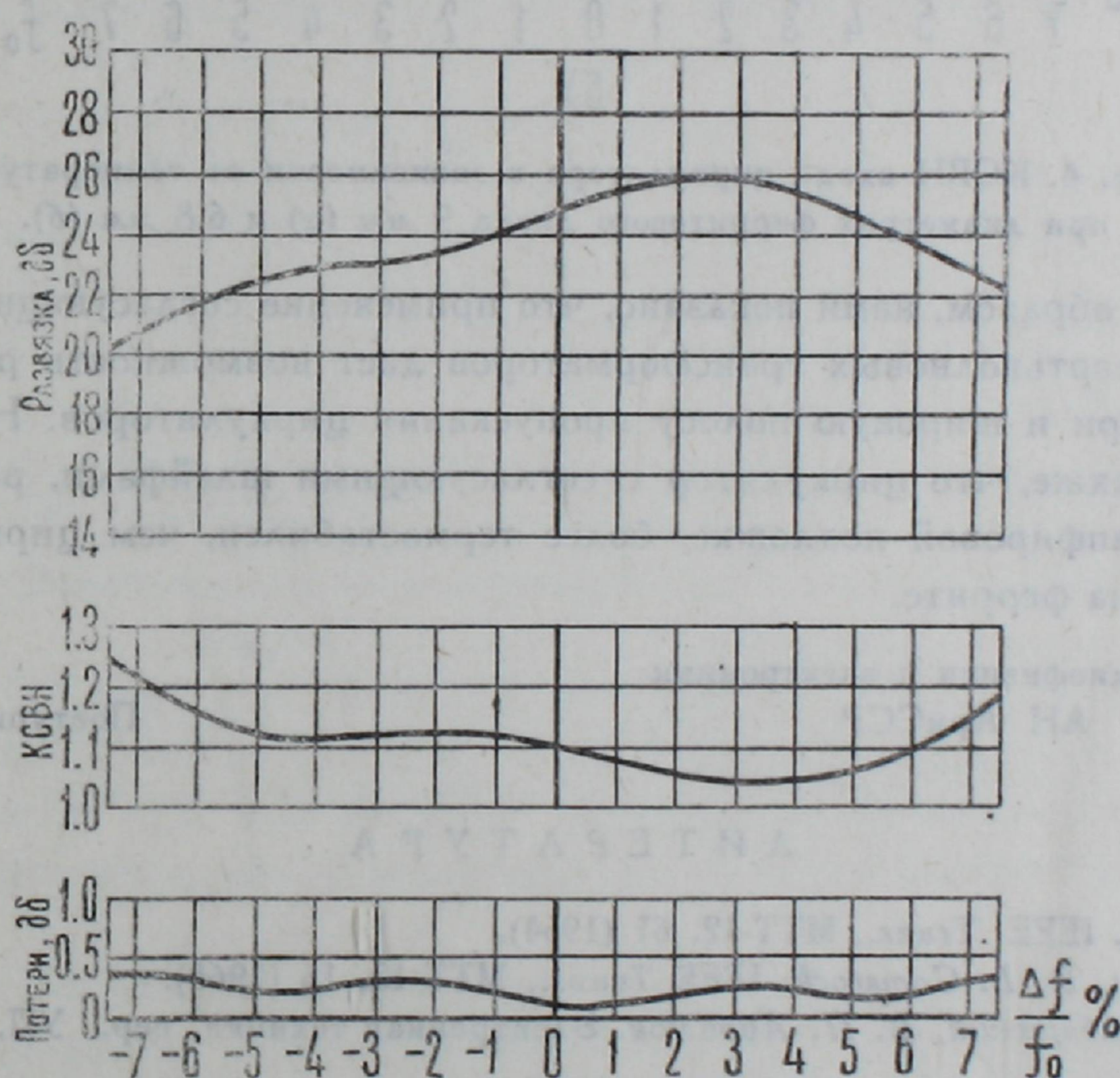


Рис. 3.

метрами в 15%-ой полосе частот: развязка более 20 дБ, прямые потери меньше 0,35 дБ (на центральной частоте не превосходят 0,25 дБ), КСВН менее 1,2.

На рис. 4 приведены экспериментальные результаты термоиспытаний обоих типов циркуляторов при температурах -50 , $+25$ и $+60^\circ\text{C}$. На графике изображены зависимости изменения КСВН на входе от температуры.

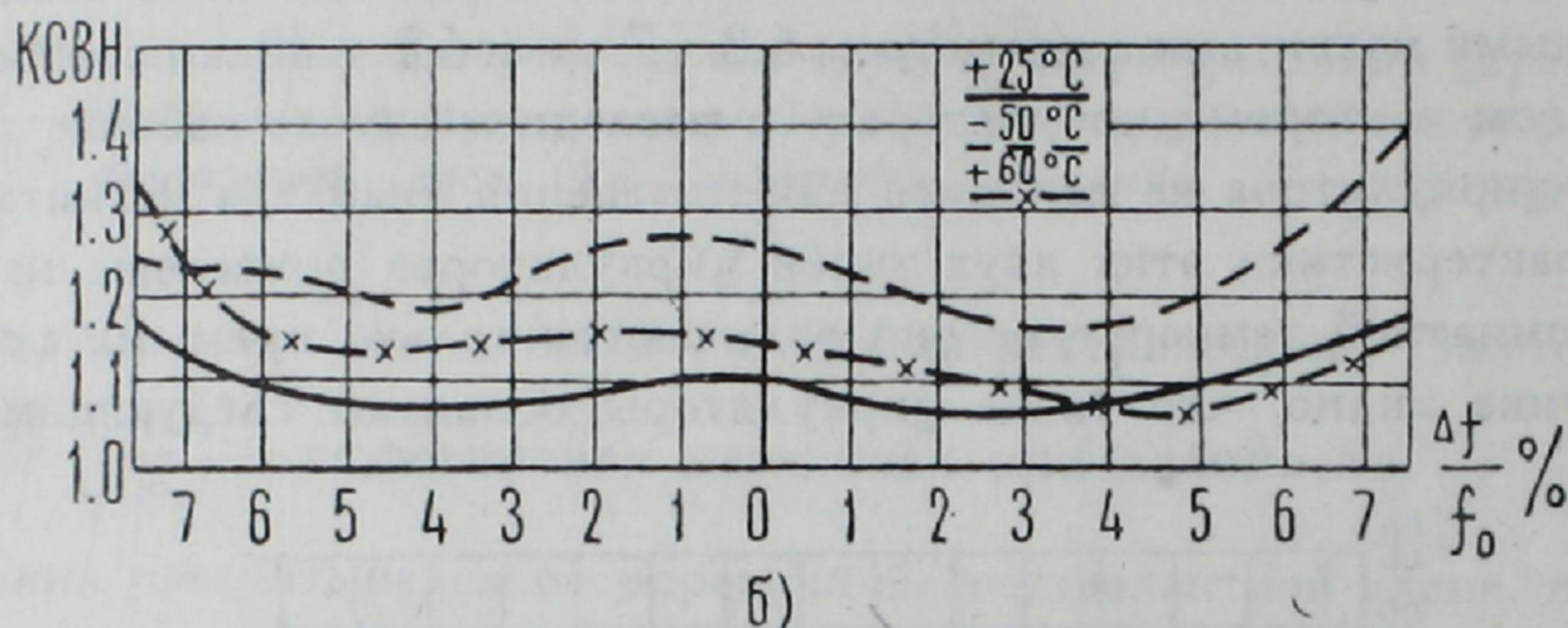
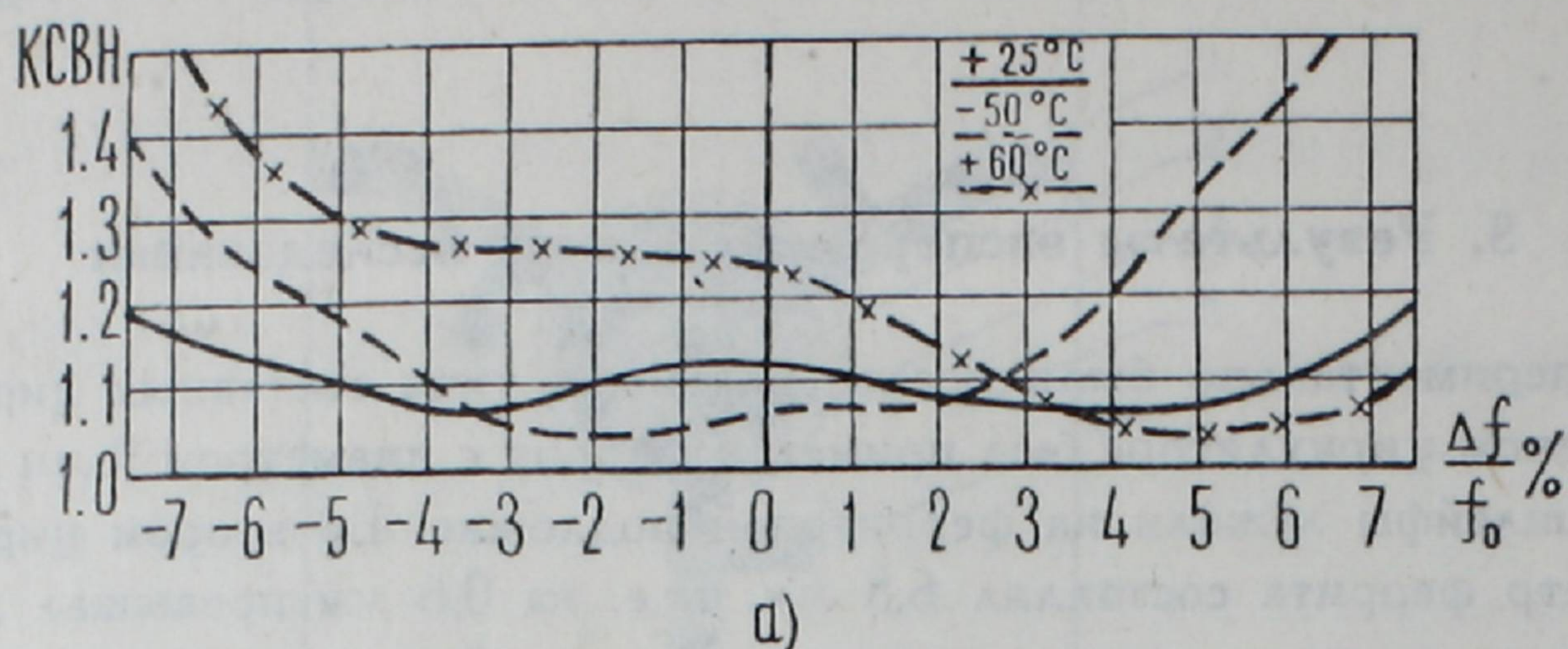


Рис. 4. КСВН входа циркулятора в зависимости от температуры при диаметрах ферритового диска 9 мм (а) и 6,8 мм (б).

Таким образом, нами показано, что применение согласующих шлейфов вместо четвертьволновых трансформаторов дает возможность реализовать малые потери и широкую полосу пропускания циркуляторов. Необходимо отметить также, что циркулятор с согласующими шлейфами, расположенными на сапфировой подложке, более термостабилен, чем циркулятор со шлейфами на феррите.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 15.I.1974

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. Bosma. IEEE Trans., MTT-12, 61 (1964).
2. C. E. Fay, R. L. Comstock. IEEE Trans., MTT-13, 15 (1965).
3. М. В. Вамбериский, В. П. Абрамов. Электронная техника, сер. УП, вып. 1, 27 (1971).
4. В. И. Вольман. Сб. Антенны, вып. 3, 130 (1968).

Յ-ԱՄ ԴԻԱՊԱԶՈՆԻ ՄԻԿՐՈՇԵՐՏԱՎՈՐ Կ-ՑԻՐԿՈՒՅԱՏՈՐ

Կ. Ս. ՄՈՍՈՅԱՆ, Վ. Ե. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ա. Ի. ՍՄՈՒՐՆ, Ա. Գ. ՎԱՐՈՍՅԱՆ

Պատրաստված և փորձնականորեն հետազոտված է Յ աՄ դիապազոնի միկրոշերտավոր ցիրկուլյատորի մակետը սապֆիրի թիթեղի վրա: Ֆերոմագնիսական մասը կատարված է 2ՇՎ1 ֆերրիտի վրա: Բերված են ցիրկուլյատորի աշխատանքային բնութագրերը, որոնք ապահովում

են 0,25 դբ ուղիղ կորուստներ կենտրոնական հաճախականության վրա և 20 դբ-ից ավելի հա-
կառակ կորուստներ՝ հաճախականությունների 15% շերտում, որտեղ կանգուն ալիքի գործակիցը
 $\leq 1,2$:

X-BAND MICROSTRIP Y-CIRCULATOR

K. S. MOSOYAN, V. E. KARAPETYAN, A. Y. SMOLIN, A. G. VAROSYAN

Experimental model of X-band microstrip circulator on a sapphire substrate has been built and investigated. The circulating element was fabricated from a 2C41 fer-
rite. Performance characteristics for the circulator are given. The direct losses at the
center of the band made 0,25 dB, and the isolation greater than 20 dB over a 15-per-
cent bandwidth with a maximum VSWR was less than 1,2.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ СИСТЕМЫ $Sr_{1-x}Gd_xF_{2+x}$ Ф. С. КАРАПЕТЯН, В. Е. АДАМЯН, М. А. АРУТЮНЯН,
К. Б. СЕЙРАНЯН, М. Г. ТОВМАСЯН

Системы из щелочноземельных фторидов, фторидов иттрия и лантанидов давно привлекали внимание исследователей. Особый интерес представляют системы со структурой флюорита, которые в последние годы широко используются в качестве матриц при создании активных элементов оптических квантовых генераторов. До настоящего времени наименее исследованными являются системы $xSrF_2-(1-x)LnF_3$, где Ln — атомы редкоземельных металлов, на основе которых создано всего два лазерных материала [1—4].

Целью настоящей работы является фазовый анализ и исследование температурной зависимости магнитной восприимчивости системы $xSrF_2-(1-x)GdF_3$, где $x = 0-1$.

Образцы для исследования были синтезированы в Институте кристаллографии АН СССР методом твердофазной реакции. Было приготовлено 44 образца с различным содержанием компонентов. Термическая обработка проводилась во фторирующей атмосфере при температуре $1050 \pm 5^\circ\text{C}$ в течение 4—5 суток. Содержание кислорода в образцах контролировалось и не превышало 0,15 вес %.

Фазовый состав образцов определялся методами рентгенографического, петрографического и кристаллооптического анализов. Распределение редкоземельных элементов в монокристаллах изучалось рентгенофлуоресцентным методом на спектрометре AFV-202E (Япония).

Проведенный анализ показал, что в системе $Sr_{x-1}Gd_xF_{2+x}$ имеются две области твердых растворов: первая область со структурой флюорита (CaF_2) с максимальным содержанием $GdF_3 \sim 40$ мол %, и вторая область со структурой тисонита (LaF_3) с концентрацией SrF_2 в интервале 7,5—27 мол %.

На рис. 1а изображена зависимость изменения параметров элементарных ячеек флюоритовой фазы от содержания GdF_3 в твердом растворе. Известно [5], что в системе SrF_2-LnF_3 изменение параметров решетки проходит через нуль в твердых растворах SrF_2-NdF_3 (уменьшение ионного радиуса Ln^{3+} компенсируется дополнительным внедрением в решетку фтора, вследствие чего объем элементарной ячейки не меняется).

Из рис. 1а видно, что согласно закону Вегерта наблюдается линейное уменьшение параметра решетки с увеличением количества GdF_3 в области твердых растворов флюоритовой фазы. Последнее, по-видимому, связано с замещением крупного по объему иона Sr^{2+} на менее крупный, но с большим зарядом катион Gd^{3+} .

Измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости в интервале температур 77—1000°K производились методом Фарадея на весах с полуавтоматической компенсацией действующей силы, со стабилизацией температуры и магнитного поля, в атмосфере газообразного гелия на мелко растертом образце весом 3—5 мг. Подобная установка описана в работе [6].

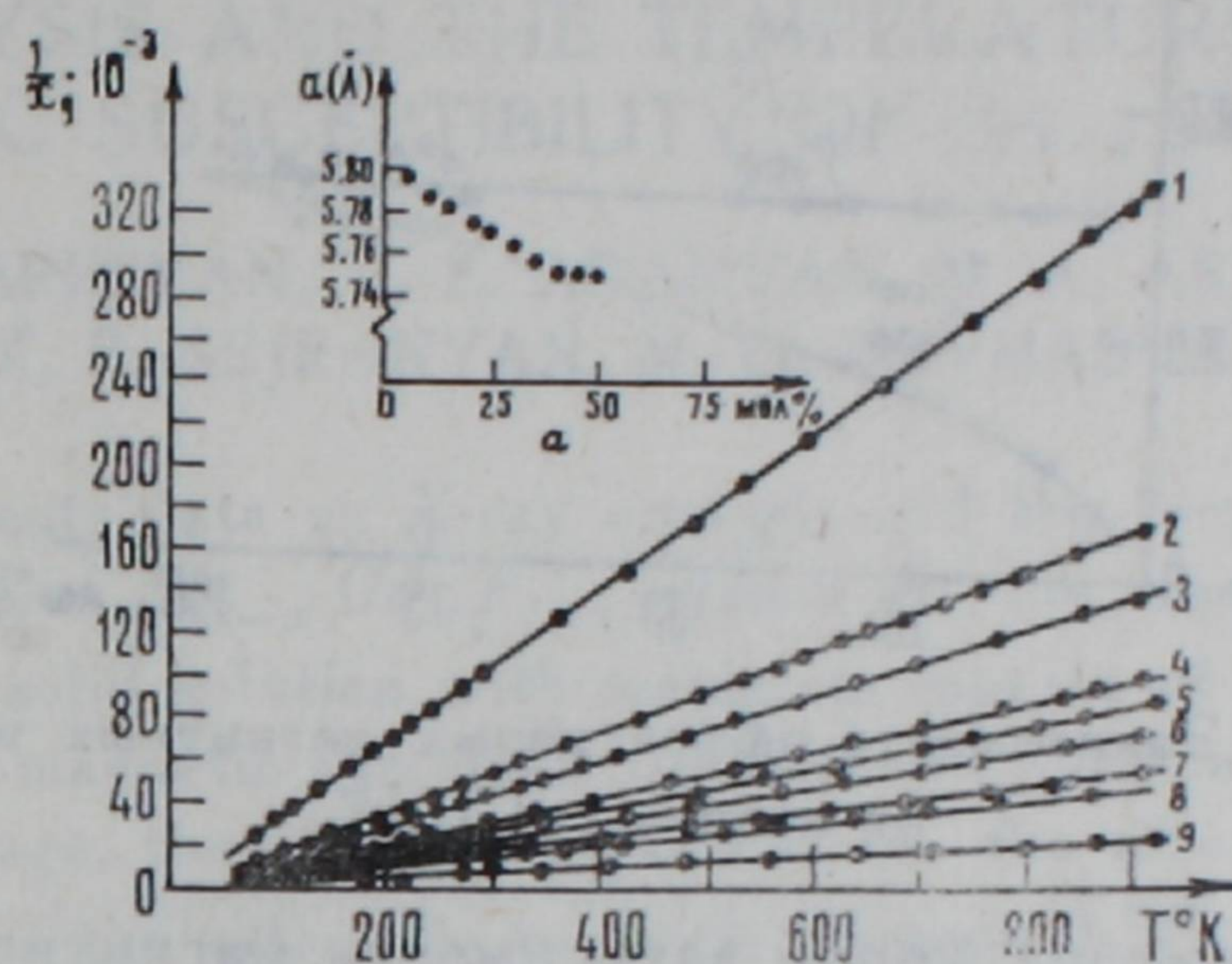


Рис. 1. Зависимость параметра решетки от количества GdF_3 (верхний график a) и температурная зависимость обратной удельной восприимчивости для флюоритовой области твердых растворов (1—5%; 2—10; 3—12,5; 4—17,5; 5—22,5; 6—25; 7—36; 8—39; 9—100 мол% GdF_3).

Зависимость обратной восприимчивости от температуры для образцов флюоритовой области твердых растворов представлена на рис. 1. Из рисунка видно, что зависимость $\frac{1}{\chi_g}(T)$ линейная в исследованном интервале температур для всех образцов, т. е. выполняется закон Кюри—Вейсса

$$\chi = \frac{C}{T + \theta}.$$

Величина θ в законе Кюри—Вейсса для всех образцов данной системы близка к 0. Последнее обстоятельство говорит в пользу того, что обменные взаимодействия малы и переход рассматриваемых образцов в магнитоупорядоченное состояние возможен при очень низких температурах.

Линейный характер зависимости $\frac{1}{\chi_g}$ от T позволил рассчитать эффективный магнитный момент $\mu_{\text{эфф.}}^{\text{сост.}}$, приходящийся на 1 ион данного состава (магнитный момент приписывается всем ионам, входящим в образец). Был рассчитан также эффективный магнитный момент, приходящийся на ион гадолиния $\mu_{\text{эфф.}}^{\text{Gd}^{3+}}$ (рис. 2).

Характерно, что магнитный момент, рассчитанный на ион Gd^{3+} , в исследованном интервале концентраций практически постоянен и близок к ожидаемому значению для трехвалентного иона гадолиния $\mu_{\text{эфф.}}^{\text{теор.}} = g \sqrt{S(S+1)} \mu_B = 7,94 \mu_B$ в основном состоянии $^8S_{7/2}$, а $\mu_{\text{эфф.}}^{\text{сост.}}$ монотонно возрастает и стремится к значению $\mu_{\text{эфф.}}^{\text{Gd}^{3+}} = 7,82 \mu_B$. Видно, что вклад в магнитную восприимчивость дают только ионы Gd^{3+} .

Благодаря тому, что $4f$ -слои расположены в глубине электронной оболочки и экранированы от внешних влияний, ионы редкоземельных металлов в твердых растворах ведут себя как изолированные, что не имеет места в растворах, содержащих ионы элементов с незаполненными $3d$ -слоями.

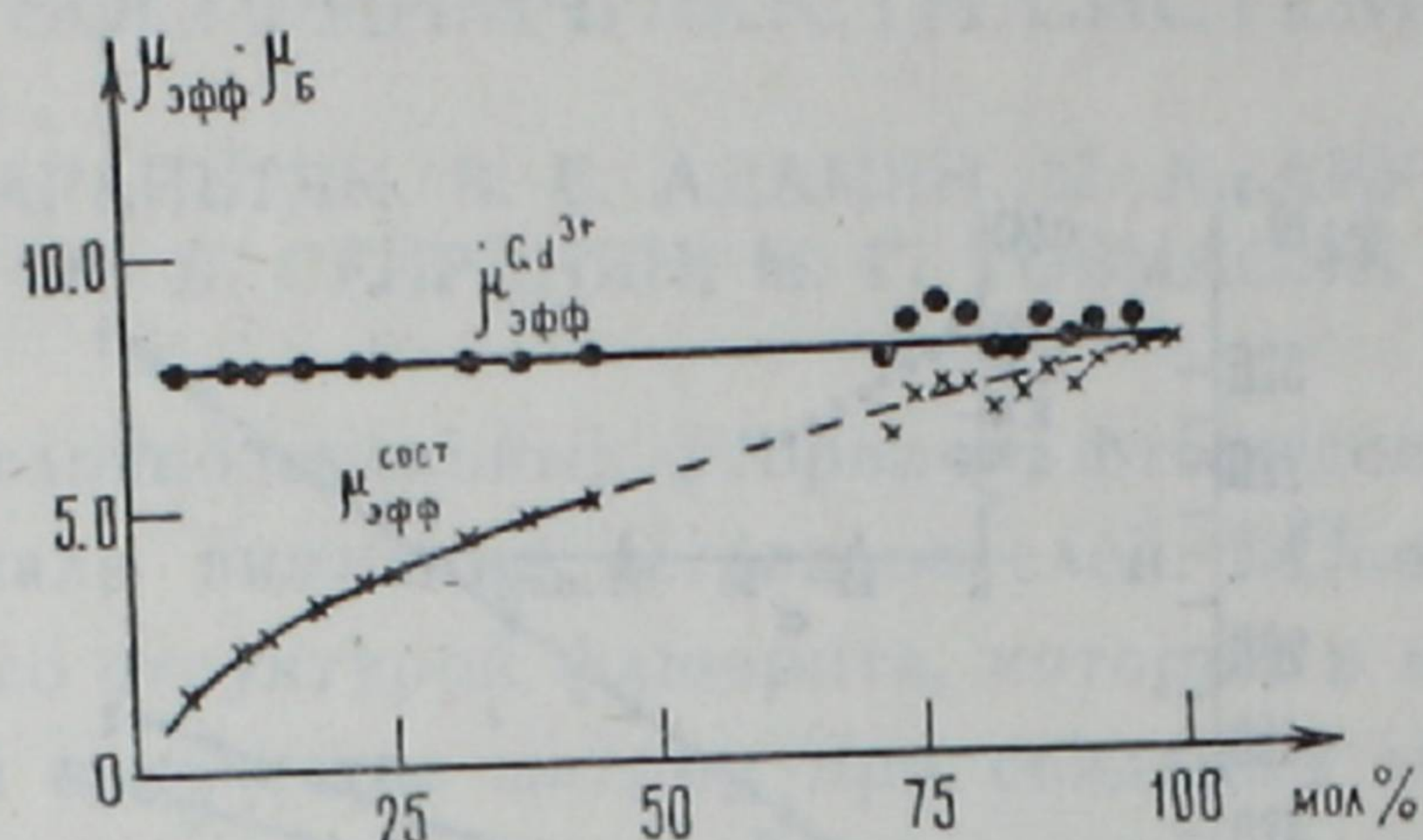


Рис. 2. Зависимость эффективных магнитных моментов от количества GdF_3 .

Рассмотрение температурной зависимости магнитной восприимчивости для тисонитовой области твердых растворов позволило рассчитать эффективные магнитные моменты, приходящиеся на один ион Gd^{3+} . Значения этих магнитных моментов значительно отклоняются от ожидаемых значений для Gd^{3+} (см. рис. 2). Последнее обстоятельство связано, по-видимому, с неоднородностью образцов этой области твердых растворов, которые не удается фиксировать другими (рентгенографическим, петрографическим, кристаллооптическим) методами анализа.

Ереванский государственный университет

Поступила 16.IV.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Каминский, В. В. Осико. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 1, 2049 (1965).
2. А. А. Каминский, В. В. Осико. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 3, 417 (1967).
3. А. А. Каминский, В. В. Осико. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 6, 629 (1970).
4. Л. Р. Бацанов. Успехи химии, 40, 945 (1971).
5. Е. Г. Ипполинов, Л. С. Гарашина, Б. Н. Жигарновский. Изд. СО АН СССР, 2, 49 (1968).
6. В. Е. Адамян, А. В. Голубков, Г. М. Логинов, В. Н. Федоров. ФТТ, 7, 3372 (1965).

$Sr_{1-x}Gd_xF_{2+x}$ -ՍԻՍՏԵՄԻ ՖԱԶԱՅԻՆ ԱՆԱԼԻԶԸ ԵՎ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ
ԸՆԿԱԼՈՒԹՅԱՆ ԿԱԵՈՒՄԸ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻՑ

Ֆ. Ս. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Վ. Ե. ԱԴԱՄՅԱՆ, Մ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Կ. Բ. ՍԵՅՐԱՆՅԱՆ,
Մ. Դ. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ

Բերված են $Sr_{1-x}Gd_xF_{2+x}$ -սիստեմի ֆազային անալիզի և մագնիսական ընկալունքային շերտաառիճանային կախվածության ռադիոմասերոսթյան արդյունքները: Ցույց է տրված, որ

սխտեմում գոյություն ունի ֆլյուորիտային ստրուկտուրայով պինդ լուծույթների տիրույթ GdF_3 -ի 40 մոլ% մաքսիմալ պարունակությամբ: Մագնիսական ընկալունքները տվյալ ջերմաստիճանային տիրույթում ենթարկվում է Կյուրի-Վեյսի օրենքին, որի շնորհիվ փորձի արդյունքներից հաշված են Gd^{3+} -ի ինչպես նաև սխտեմում մեկ իոնին բաժին ընկնող էֆեկտիվ մագնիսական մոմենտները: Ստացված արժեքները համընկնում են տեսությունից սպասվող արժեքների հետ:

PHASE ANALYSIS AND THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF $Sr_{1-x}Gd_xF_{2+x}$ -SYSTEM

F. S. KARAPETYAN, V. E. ADAMYAN, M. A. ARUTYUNYAN,
K. B. SEJRANYAN, M. G. TOVMASYAN

This paper presents data on X-ray analysis and the temperature dependence of magnetic susceptibility of $Sr_{1-x}Gd_xF_{2+x}$ system in the temperature range (77—1000°) K. A region of solid solution with maximum content of $GdF_3 \sim 40 \text{ mol}\%$ had fluorit structure. The magnetic susceptibility followed the Curie-Weiss law over the whole temperature range, that allowed to calculate the effective magnetic moment of Gd^{3+} ion as well as the effective magnetic moment $\mu_{\text{eff}}^{\text{COCT.}}$ of one ion of the given content. Our values of effective magnetic moments agree with expected values.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>С. В. Есайбегян.</i> e^+e^- -аннигиляция в пару адронов, сопровождаемая излучением жесткого γ -кванта	77
<i>Н. Л. Григоров, С. В. Митоян, А. И. Савельева.</i> Спектр генерации высокоэнергичных γ -квантов на высоте 690 гсм ⁻² атмосферы	84
<i>А. Ж. Мурадян.</i> Квантовые эффекты в некоторых задачах резонансного рассеяния и поглощения света	90
<i>Л. М. Мовсисян, К. М. Мовсисян.</i> Неоднородный ускоряющий волновод с линейным законом изменения амплитуды поля электромагнитной волны	102
<i>Р. С. Барсегян.</i> Экспериментальное исследование S-ячеек на основе транзистора с туннельной утечкой	107
<i>Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян.</i> Накопление избыточных электронов и дырок в движущихся доменах сильного электрического поля при наличии умножения тока	115
<i>Я. М. Погосян, М. А. Чалабян.</i> О границах с поперечными связями	122
<i>Г. Т. Ованесов, Ю. К. Кабалаян, К. А. Гаспарян, В. Г. Баранов.</i> Термодинамический анализ кристаллизации полихлоропрена при наличии молекулярной ориентации	123
<i>Э. Г. Мирзабекян, Р. Н. Симонян.</i> Поляризационный способ измерения корреляционных функций в диапазоне СВЧ	133
<i>К. С. Мосоян, В. Е. Карапетян, А. И. Смолин, А. Г. Варосян.</i> Микресплоосковый Y-циркулятор 3-х сантиметрового диапазона	139

Краткие сообщения

<i>Ф. С. Карапетян, В. Е. Адамян, М. А. Арутюнян, К. Б. Сейранян, М. Г. Товмасын.</i> Фазовый анализ и температурная зависимость магнитной восприимчивости системы $Sr_{1+x}Gd_xF_{2+x}$	141
--	-----

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ս. Վ. Եսայրեկյան. Կոշտ ֆոտոնի ճառագայթմամբ ուղեկցվող $e+e^-$ -անիհիլացիան հաղորդների զույգին	77
Ն. Լ. Գրիգորով, Ս. Վ. Միտոյան, Ա. Ի. Սավելևա. Մեծ էներգիաների γ -քվանտների գեներացման սպեկտրը մթնոլորտի 650 գ/սմ ⁻² բարձրության վրա	84
Ա. Ժ. Մուրադյան. Քվանտային էֆեկտները լույսի ցրման և կլանման մի քանի խնդիրներում	90
Լ. Մ. Մովսիսյան, Կ. Մ. Մովսիսյան. էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտի գծայնորեն փոփոխվող ամպլիտուդով անհամասեռ արագացնող ալիքատար	102
Ռ. Ս. Բարսեղյան. Թունելային արտահոսքով տրանզիստորի հիման վրա ստեղծված S-բջջի փորձնական հետազոտությունը	107
Գ. Մ. Ավագյանց, Վ. Մ. Հարությունյան. Ավելցուկային էլեկտրոնների և խոռոչների կուտակումը ուժեղ էլեկտրական դաշտի շարժվող դոմեններում հոսանքի բազմապատկման առկայության դեպքում	115
Յա. Մ. Պողոսյան, Մ. Ա. Չալաբյան. Լայնական կապերով օժտված սահմանների մասին	122
Գ. Թ. Օվանեսով, Յու. Կ. Կաբալյան, Կ. Ա. Գասպարյան, Վ. Գ. Բարանով. Պոլիբլո-րոպրենի բյուրեղացման թերմոդինամիկական վերլուծությունը մոլեկուլյար դա-սավորվածության առկայության ժամանակ	128
Է. Հ. Միրզաբեկյան, Ռ. Ն. Սիմոնյան. ԳԲՀ տիրույթում կորելյացիոն ֆունկցիաների շափումը բեռնացման մեթոդով	133
Կ. Ս. Մոսոյան, Վ. Ե. Կարապետյան, Ա. Ի. Սմոլին, Ա. Գ. Վարսյան. 3-սմ դիապազո-նի միկրոշերտավոր Y-ցիրկուլյատոր	139

Համառոտ հաղորդումներ

Ֆ. Ս. Կարապետյան, Վ. Ե. Ադամյան, Մ. Ա. Հարությունյան, Կ. Բ. Սեյրանյան, Մ. Գ. Թով-մասյան. $Sr_{1+x}Gd_xF_{2+x}$ -սիստեմի ֆազային անալիզը և մագնիսական ընկալու-թյան կախումը ջերմաստիճանից	144
---	-----

