

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОТРАЖЕННОГО ОТ ПОЛУПРОВОДНИКА

В настоящее время наметились перспективы создания коротких ИК импульсов с управляемой амплитудно-фазовой модуляцией. Один из механизмов такого управления связан с дополнительным воздействием на полупроводник переменных электромагнитных полей. При этом характер зависимости частоты столкновений свободных носителей ν от эффективной температуры электронов T_e обеспечивает существование бистабильных состояний полупроводника с различными T_e [1,2]. В данной работе исследуются возможности генерации динамического профиля T_e и вытекающей отсюда модуляции во времени параметров отраженных от полупроводника сигналов.

Рассмотрим полупроводник в переменном электрическом поле $E = E_0(t) \cdot \cos \Omega t$, создаваемом греющим током. Тогда в рамках элементарной теории полупроводниковой плазмы свободных носителей имеем [2-4]:

$$\frac{3}{2} k \cdot \frac{dT_e}{dt} = \delta \cdot \nu \cdot \frac{3}{2} k \cdot (T_0 - T_e) + e \cdot E \cdot \nu; \quad (1)$$

$$m^* \cdot \left(\frac{dv}{dt} + \nu \cdot v \right) = e \cdot E.$$

При этом эволюция электронной температуры определяется частотами столкновений ν с тяжелыми частицами, средней долей энергии δ , теряемой за одно столкновение, а также джоулевым теплом eEv , где v - средняя скорость дрейфа носителей, имеющих массу m^* . Температуру тяжелых частиц T_0 будем считать постоянной, зависимости $\nu(T_e)$ и $\delta(T_e)$ - алгебраическими, характерные времена изменения амплитуды $E_0(t)$ и температуры $T_e(t)$ - порядка времен релаксации энергии $1/(\delta \cdot \nu)$.

Пусть частота греющего поля достаточно велика: $\Omega \gg \delta \cdot \nu$. Тогда из (1) с точностью до членов порядка $\max(\delta, \frac{\delta \cdot \nu}{2\Omega})$ от оставленных можно получить уравнение, описывающее эволюцию безразмерной температуры $f = T_e/T_0$:

$$\frac{df}{d\tau} = \gamma \cdot \left[D \cdot (1-f) + \frac{a^2(\tau)}{x^2 + \gamma^2} \right], \quad (2)$$

где

$$\tau = t \cdot \delta_0 \cdot \nu_0;$$

ν_0 и δ_0 - значения частоты столкновений и доли теряемой энергии в невозмущенном состоянии (при $T_e = T_0$);

$$\gamma(f) = \nu/\nu_0;$$

$$D(f) = \delta/\delta_0;$$

$$x = \Omega/\nu_0;$$

$$a^2(\tau) = \frac{e^2 \cdot E_0^2(\tau)}{3 \cdot k \cdot T_0 \cdot m^* \cdot \delta_0 \cdot \nu_0^2}$$

Пусть частоты столкновения электронов обусловлены рассеянием на решетке $\nu_p = \nu_{p0}/f^{1/2}$ на ионизированных примесях $\nu_i = \nu_{i0}/f^{3/2}$ так, что

$$\nu = \nu_p + \nu_i = \nu_0 \cdot \left(\frac{p}{f^{1/2}} + \frac{1-p}{f^{3/2}} \right),$$

где v_0 определяется невозмущенными значениями $v_0 = v_{p0} + v_{i0}$, а $p = v_{p0}/v_0$ - доля столкновений с решеткой.

$$\text{Таким образом, } \gamma = \frac{p}{f^{1/2}} + \frac{1-p}{f^{3/2}}.$$

Ограничимся далее случаем $D \equiv 1$. Для низких температур, когда рассеяние на ионах становится определяющим, стационарные решения (2) f , $a = \text{const}$ (τ) могут образовать гистерезисную зависимость, подробно исследованную в [1]:

$$f = 1 + \frac{a^2}{x^2 + \left(\frac{p}{f^{1/2}} + \frac{1-p}{f^{3/2}} \right)^2}. \quad (3)$$

Характерная кривая $f_{\text{ст}}(a)$ изображена на рис. 1. Следует отметить, что реализация бистабильных состояний возможна при $p < p_{\text{max}} = \frac{2}{3}$ и требует небольших значений $x < x_{\text{кр}}(p)$ (рис. 2). Данное обстоятельство ограничивает диапазон несущих частот греющего поля:

$$\delta \cdot \nu \ll \Omega < \nu_0 \cdot x_{\text{кр}}(p).$$

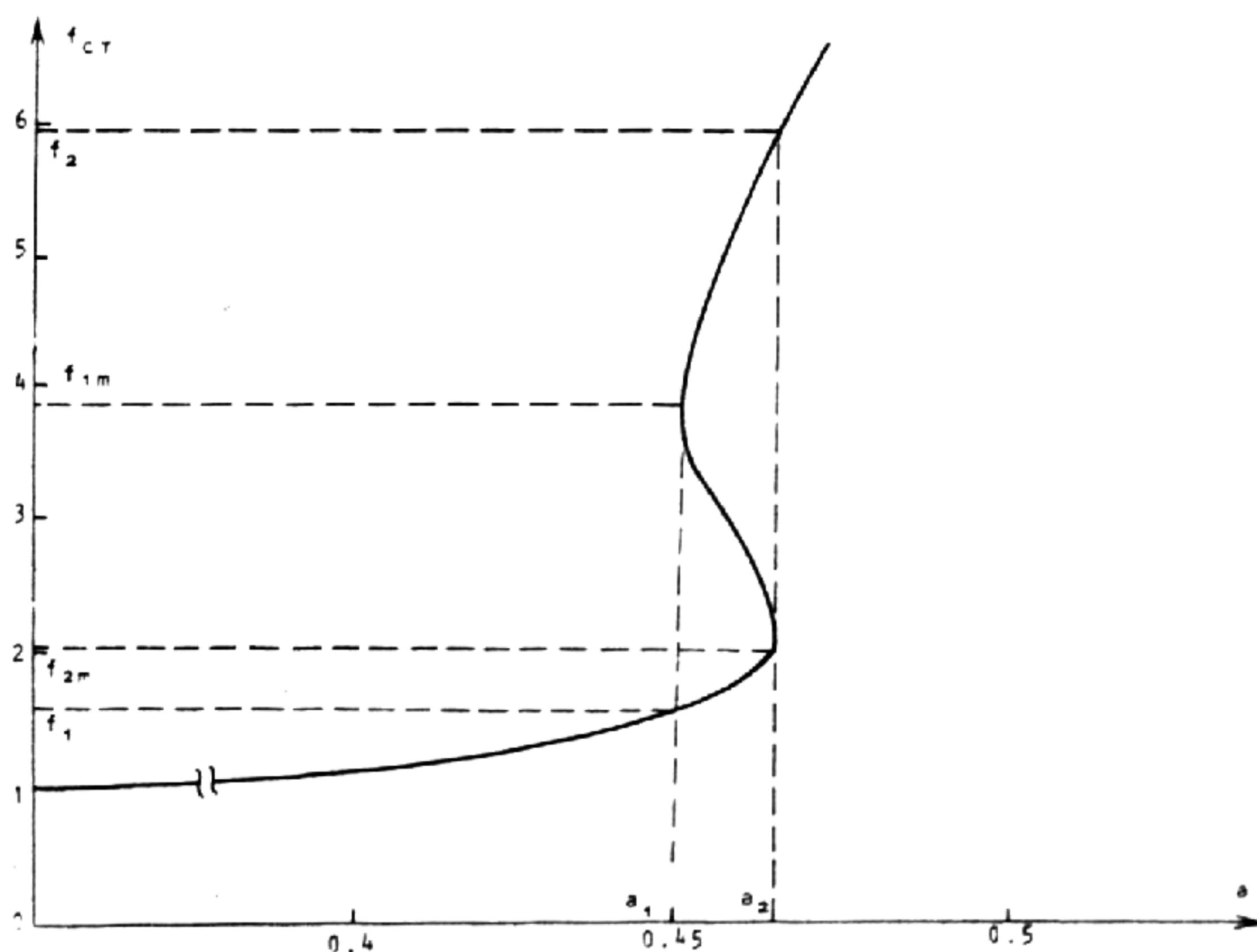


Рис. 1. Бистабильная зависимость $f_{\text{ст}}(a)$ для уравнения (3) при $p = 0.25$; $x = 0.14$. Характерные точки: $a_1 = 0.4498$; $a_2 = 0.4636$; $f_1 = 1.555$; $f_2 = 5.975$; $f_{1m} = 3.896$; $f_{2m} = 2.001$

Анализ динамического уравнения (2) показывает возможность реализации гармонического температурного импульса $f = B - C \cdot \cos \frac{2\pi\tau}{T_m}$.

Требуемый для этого профиль амплитудной модуляции греющего поля $a(\tau)$ изображен на рис. 3. При этом полагалось $T_m = 30$ и рассматривалась комбинация параметров:

$$B = 3.765 \quad C = 2.21 \quad x = 0.14 \quad p = 0.25, \quad (4)$$

обеспечивающая изменение температуры между граничными точками бистабильности (рис. 4, точки 1 и 2). Интересно отметить, что уменьшение периода T_m модуляции температуры f требует увеличения глубины модуляции греющего поля $a(\tau)$ (см. рис. 3).

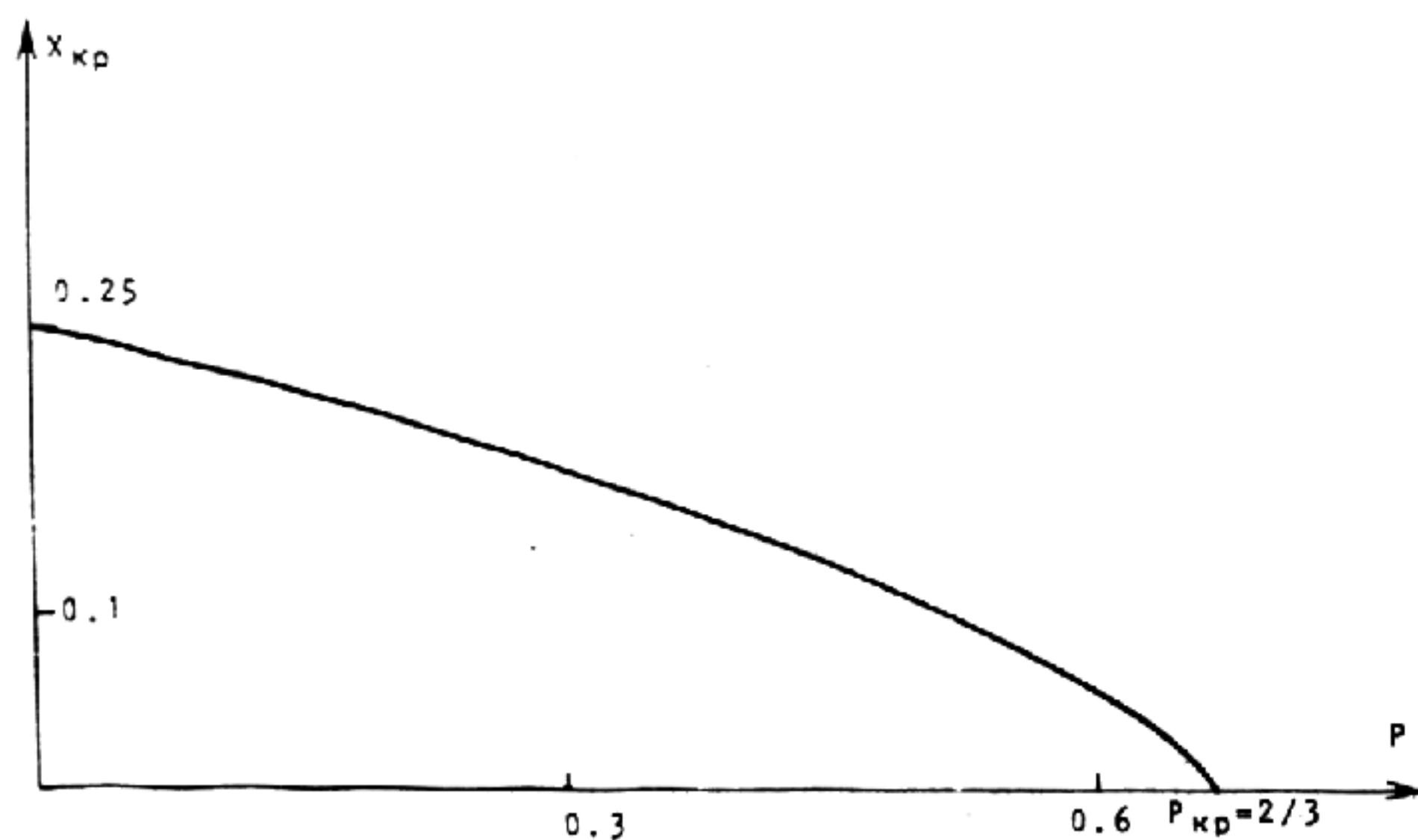


Рис. 2. Зависимость максимально допустимых $x_{кр}(p)$, реализующих гистерезисный тип решения (3)

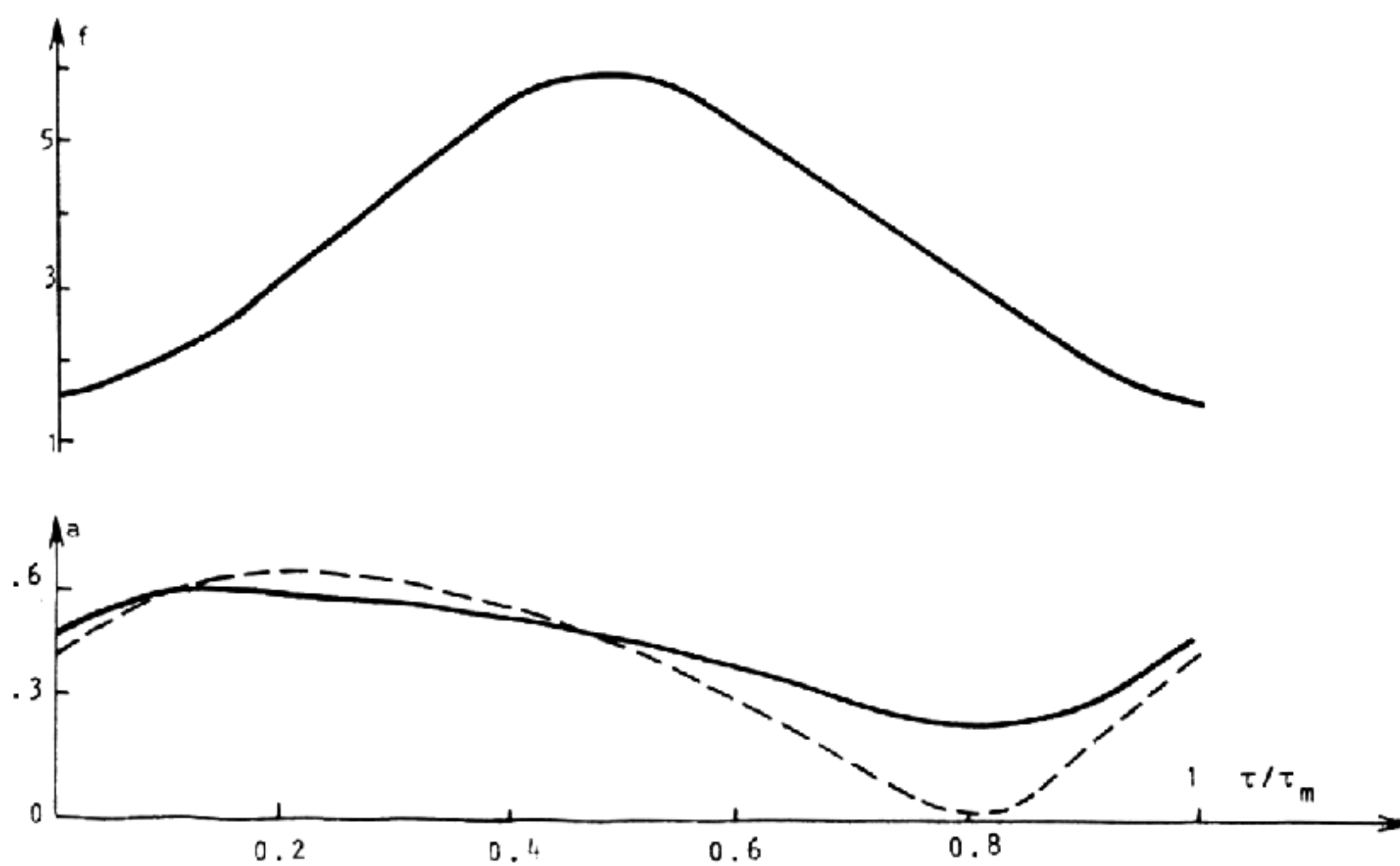


Рис. 3. Гармонический температурный импульс $f(\tau)$ и требуемый профиль амплитудной модуляции греющего поля $a(\tau)$ для комбинации параметров (4) при $\tau_m = 22.58$ (пунктир) и $\tau_m = 30$ (сплошная)

При этом неравенство $a^2(\tau) > 0$ ограничивает минимально допустимые τ_m . В частности, для рассмотренной комбинации параметров (4) имеем $\min(\tau_m) = 22.58$. Следует также на основании численных экспериментов отметить, что τ_m слабо зависит от x . Однако амплитуда a_{\max} (см. рис. 3) растет с увеличением x . В частности, для набора параметров (4) с заменой $x = 0.14$ на $x = 1$ (когда кривая $f_{ст}(a)$ имеет негистерезисный, монотонный характер) a_{\max} возрастает в 4-6 раз (для разных τ_m).

Полученные результаты дают возможность управления параметрами волны, отраженной от поверхности полупроводника, температурный профиль которого изображен на рис. 3. Пусть падающее под углом α к нормали s - поляризованное излучение

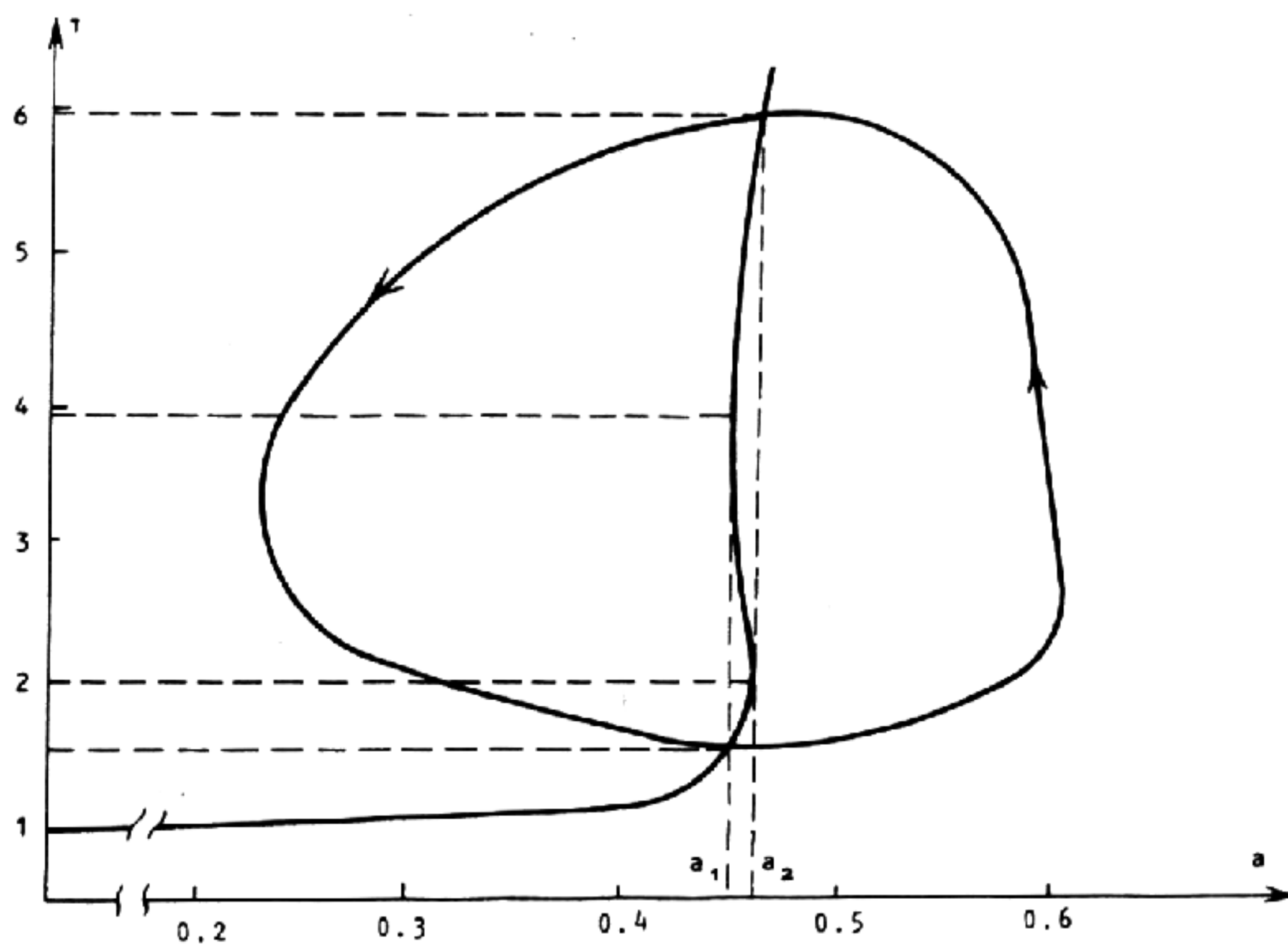


Рис. 4. Диаграмма взаимосвязи функций $f(\tau)$ и $a(\tau)$ для комбинации параметров (4) при $\tau_m = 30$ (вокруг статической кривой $f_{ст}(a)$ из рис. 1)

с напряженностью электрического поля $E = E_0 e^{-i\omega t}$ имеет частоту ω порядка лэнгмюровской

$$\Omega_{\Lambda} = \sqrt{\frac{e^2 \cdot N}{\epsilon_0 \cdot m^*}} = 5.64 \cdot 10^{11} \cdot \sqrt{\frac{m_e}{m^*} \cdot \left(\frac{N}{10^{20} \text{ м}^{-3}}\right)} \quad \left(\frac{1}{\text{с}}\right).$$

При этом диэлектрическая проницаемость имеет традиционный вид [2,4]:

$$\epsilon = 1 - \frac{\Omega_{\Lambda}^2}{\omega \cdot (\omega + i\nu)} = \epsilon_1 + i\epsilon_2.$$

Тогда коэффициент отражения

$$R = \frac{\cos^2 \alpha - \sqrt{A^2 + \epsilon_2^2} - 2iP_+ \cdot \cos \alpha}{\cos^2 \alpha + \sqrt{A^2 + \epsilon_2^2} + 2P_+ \cdot \cos \alpha} = |R| \cdot e^{i\varphi}; \quad (5)$$

$$A = \epsilon_1 - \sin^2 \alpha, \quad P_{\pm} = \sqrt{\frac{\sqrt{A^2 + \epsilon_2^2} \pm A}{2}}$$

определяется параметрами $u = \Omega_{\Lambda}/\omega$, $v = \nu/\omega$, α , так как

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{u^2}{1+v^2}; \quad \epsilon_2 = \frac{u^2 \cdot v}{1+v^2}. \quad (6)$$

При этом изменение температуры T_e влияет на поглощение ν и обеспечивает модуляцию отраженной волны, так как $\nu = \nu_0 \cdot \gamma(f)$, где $\nu_0 = \nu_0/\omega$. Следует отметить, что оптимизация амплитудной модуляции $|R|_{\max}/|R|_{\min} = \max$ и фазовой $\varphi_{\max} - \varphi_{\min} = \max$ требует различных комбинаций параметров u , ν_0 , α . Так, для температурного импульса, соответствующего рис. 3 и $p=0.25$, имеем: при $u=0.8$, $\nu_0=5$, $\alpha=\pi/4$ амплитудная модуляция отраженного сигнала достаточно глубока ($|R|_{\max}/|R|_{\min} \approx 3.2$), а фазовая незначительна ($\varphi_{\max} - \varphi_{\min} \approx 0.23$ рад) (рис. 5). При $u = 0.5$, $\nu_0=2$, $\alpha = \pi/4$ ситуация обратна (рис. 6).

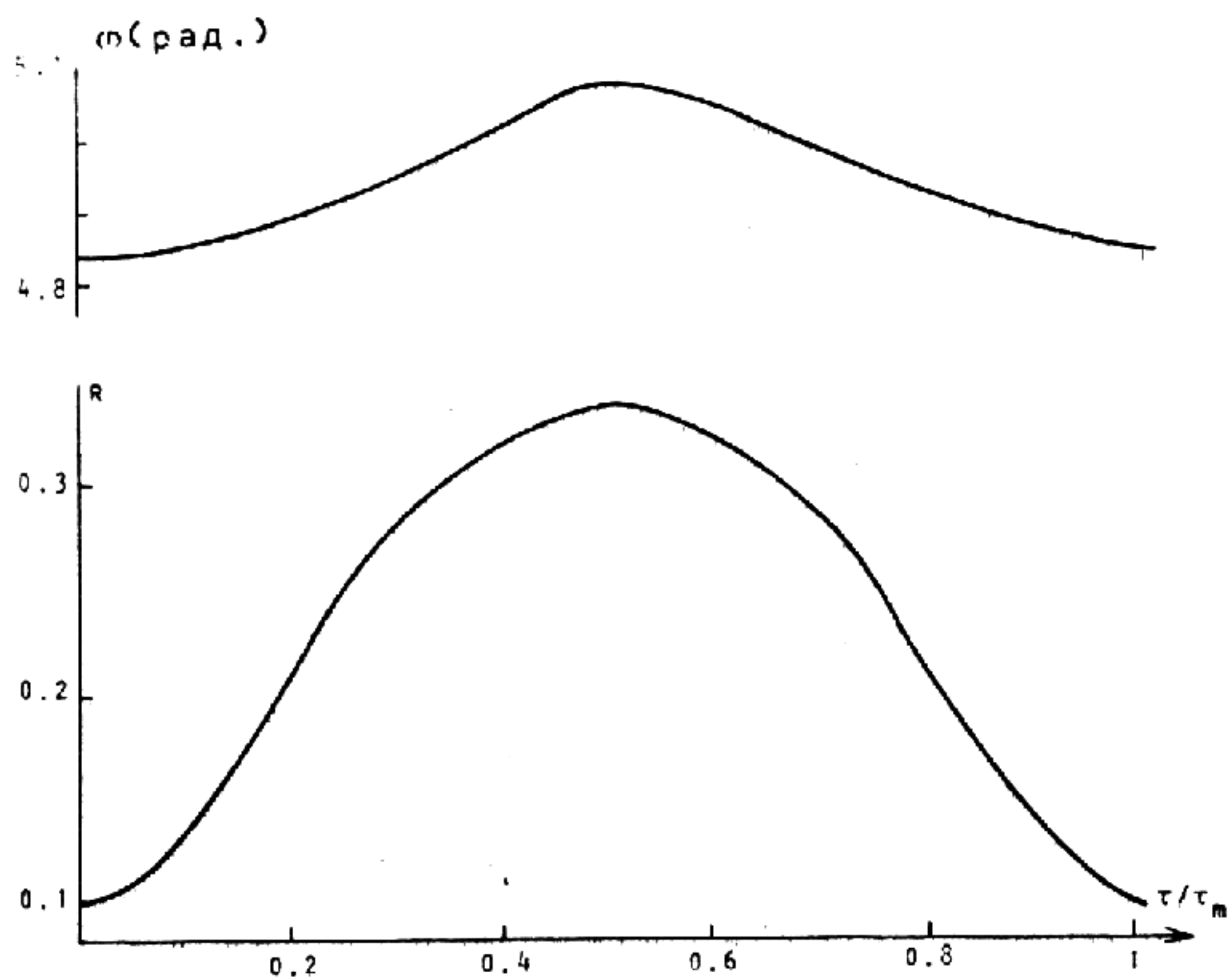


Рис. 5. Характерные амплитудно-фазовые профили при $U=0.8$; $V_0=5$; $\alpha=\pi/4$

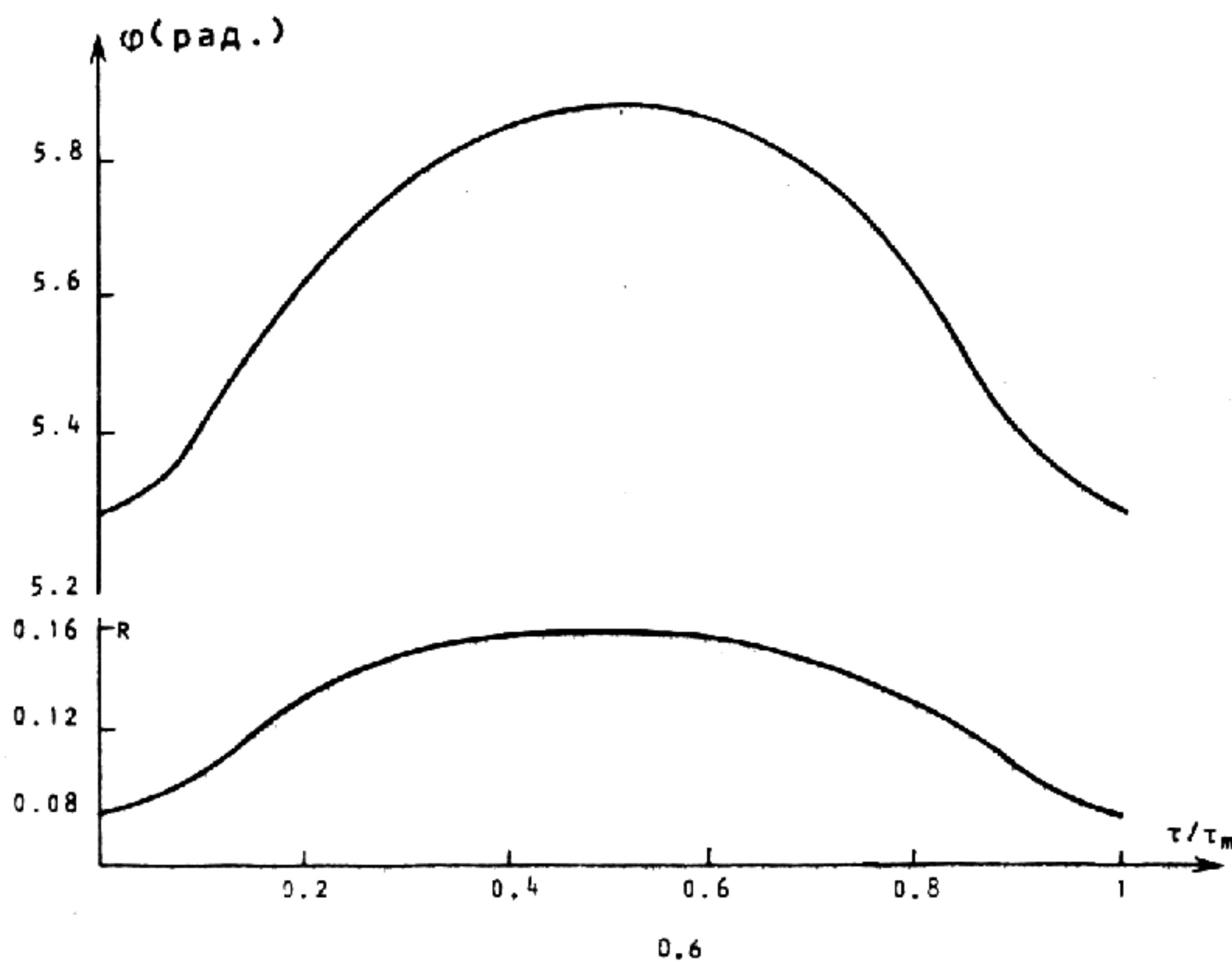


Рис. 6. Характерные амплитудно-фазовые профили при $U=0.5$; $V_0=2$; $\alpha=\pi/4$

Л и т е р а т у р а

1. Багбая И.Д., Сисакян И.Н., Шварцбург А.Б. Квантовая электроника, 1988, т. 15, № 10.
2. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
3. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977.
4. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1970.