

УДК 621.373.51

РЕЗОНАНС РЕЛАКСАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В АВТОДИННЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

Е. М. Гершензон, В. М. Калыгина, Б. И. Левит, Б. Н. Туманов

Рассмотрен резонанс релаксационных колебаний в одноконтурных автодинных генераторах, эффективная поляризация активного элемента которых релаксирует достаточно медленно по сравнению с характеристическим временем изменения амплитуды генерируемого электромагнитного поля в его резонаторе. Предложенная модель описывает динамику автоколебаний в полупроводниковых лазерах и в генераторах СВЧ. Экспериментально исследован резонанс релаксационных колебаний в автодинах на диоде Ганна и кремниевых ЛПД.

В полупроводниковых лазерах хорошо изучено явление резонансного увеличения глубины модуляции генерируемой мощности при прямой модуляции инжекционного тока либо модуляции параметров резонатора лазера при автодинном приеме отраженной от внешнего объекта волны. Указанное явление наблюдалось на высоких частотах модуляции (порядка 1 ГГц). При этом резонанс автодинного отклика на резонансной частоте при воздействии внешнего излучения с частотой, отличной от генерируемой, теоретически рассмотрен в работе [1] при исследовании когерентного приема света инжекционным полупроводниковым лазером (ИПЛ). В [2] показано, что подобный резонанс в ИПЛ-автодине вызывается теми же причинами, что и резонансное увеличение глубины модуляции генерируемой мощности при высокочастотной модуляции инжекционного тока [3, 4], и обусловлен резонансом релаксационных колебаний, возникающих при переходном процессе изменения плотности фотонов и инжектированных электронов в активном слое ИПЛ [5].

В экспериментальном исследовании автодинов на диоде Ганна [6] обнаружено, что в этих генераторах также наблюдается резонансный пик при высоких частотах автодинного сигнала. Теоретического обоснования этот факт не получил. Открытым также остался вопрос: является ли резонанс релаксационных колебаний специфической особенностью полупроводниковых лазеров или он может наблюдаться и у генераторов других типов.

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование автодинного резонанса релаксационных колебаний в одноконтурных генераторах, параметры активного элемента которых релаксируют достаточно медленно по сравнению с характеристическим временем изменения амплитуды генерируемого электромагнитного поля в его резонаторе. Экспериментальное исследование проведено на твердотельных генераторах СВЧ, малая добротность резонатора которых обуславливает возможность быстрой релаксации амплитуды генерируемого поля СВЧ, что позволяет предположить наличие в этих генераторах ярко выраженного резонанса релаксационных колебаний. Отметим также, что несмотря на общность терминов природа описанных ниже релаксационных колебаний, возникающих за счет инерционности активного элемента генератора, отлична от природы релаксационных колебаний в электровакуумных генераторах СВЧ [7, 8].

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Для описания динамики генерации электромагнитного поля в автогенераторе с инерционным активным элементом используем систему феноменологических уравнений для медленно меняющихся комплексных амплитуд поля в резонаторе $\dot{E} = Ae^{-i\varphi}$, эффективной поляризации его активного элемента $\dot{P} = iPe^{-i(\varphi+\theta)}$ и динамической комплексной восприимчивости активного элемента $\dot{x} = ix(A)e^{-i\theta}$, нелинейно зависящей от амплитуды генерируемых колебаний A :

$$\frac{d\dot{E}}{dt} + \left[\frac{1}{2\tau_p} + i(\omega_c - \omega_0) \right] \dot{E} = -i \left(\frac{\omega_0}{2} \right) \dot{P}; \quad (1)$$

$$\frac{d\dot{P}}{dt} + \frac{\dot{P}}{\tau_e} = \frac{\dot{x}}{\tau_e} \dot{E}; \quad (2)$$

$$\frac{d\dot{x}}{dt} + \frac{\dot{x}}{\tau_Q} = \frac{x_d}{\tau_Q}, \quad (3)$$

где $\tau_p = Q_H/\omega_c$ — характеристическое время релаксации амплитуды генерируемого электромагнитного поля в резонаторе автогенератора, τ_e — эффективное время релаксации активного элемента генератора, τ_Q — характеристическое время, описывающее инерционность нелинейной восприимчивости активного элемента, которое, например, в полупроводниковых генераторах СВЧ определяется временем релаксации тепловых процессов, x_d — динамическая низкочастотная восприимчивость активного элемента, ω_c и Q_H — собственная частота и нагруженная добротность резонатора, ω_0 — частота генерируемого электромагнитного поля. В генераторах СВЧ, эквивалентная схема которых представляется в виде параллельного контура с индуктивностью L , восприимчивость активного элемента можно выразить через активную G_e и реактивную B_e электронные проводимости:

$$G_e(A) = \frac{x''(A)}{\omega_c L}, \quad B_e(A) = \frac{x'(A)}{\omega_c L}, \quad (4)$$

где $x''(A)$ — мнимая часть восприимчивости активного элемента генератора, определяющая его инкремент; $x'(A)$ — действительная часть восприимчивости активного элемента, определяющая фазовый угол запаздывания в обратной связи генератора:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{x'(A)}{x''(A)} = \frac{B_e(A)}{G_e(A)}. \quad (5)$$

Отметим, что в предельном переходе к генератору с безынерционным активным элементом ($|dP/dt| \ll |P/\tau_e|$, $|dx/dt| \ll |x/\tau_Q|$) уравнения (1)–(3) дают хорошо известное укороченное уравнение для медленно меняющейся комплексной амплитуды генерируемых колебаний [9].

Исследование автодинного эффекта удобно провести по методике, описанной в [10], считая, что на автогенератор поступает отраженное излучение, действие которого можно представить эквивалентным изменением нагруженной добротности и собственной частоты его резонатора. Это приводит к изменениям амплитуды поля в резонаторе, эффективной поляризации и динамической восприимчивости активного элемента, приращения которых и определяют автодинный отклик генератора. Пренебрегая достаточно малыми сдвигами частоты, ограничимся расчетом только амплитудного автодинного отклика при изменении коэффициента отражения по закону

$$\Gamma = \Gamma_0 \cos \Omega t, \quad (6)$$

где $\Gamma_0 \ll 1$ — амплитуда коэффициента отражения с учетом потерь. Тогда для времени жизни генерируемых фотонов в резонаторе можно записать

$$\frac{1}{\tau_p'} = \frac{\omega_c'}{Q_H'} \approx \frac{\omega_c}{Q_H} \left(1 - 2\Gamma \frac{Q_H}{Q_{\text{вн}}} \cos \delta \right), \quad (7)$$

где δ — разность фаз генерируемого и отраженного излучения, попадающего в резонатор генератора.

Общий анализ системы (1)–(3) с учетом (6) и (7) даже в рамках введенных приближений представляется достаточно сложным. Однако на практике обычно $\tau_Q \gg \tau_e, \tau_p$, поэтому появляется возможность раздельного учета времен релаксации активного элемента и тепловой инерционности нелинейной восприимчивости автогенератора. В области низких частот уравнение (2) можно считать безынерционным ($|dP/dt| \ll |P/\tau_e|$), поэтому достаточно решить только систему дифференциальных уравнений (1) и (3). На более высоких частотах, когда тепловая инерционность нелинейной восприимчивости не играет решающей роли, для определения автодинного отклика необходимо анализировать систему уравнений (1), (2).

В последнем случае для малых автодинных изменений генерируемой амплитуды $a(t)$ и эффективной поляризации активного элемента $p(t)$ запишем линеаризованные уравнения

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{a}{A_0} \right) + \frac{1 + \sigma}{2\tau_p} \left(\frac{a}{A_0} \right) - \frac{1}{2\tau_p} \left(\frac{p}{P_0} \right) = \Gamma_0 \frac{\omega_c}{Q_{\text{вн}}} \cos \delta \cos \Omega t; \quad (8)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{P_0} \right) + \frac{1}{\tau_e} \left(\frac{p}{P_0} \right) - \frac{1 - \alpha_A}{\tau_e} \left(\frac{a}{A_0} \right) = 0, \quad (9)$$

где

$$\sigma = \left[\left(\frac{d\theta}{dA} \right) A \operatorname{tg} \theta \right]_{A=A_0}, \quad \alpha_A = - \left[\left(\frac{d\kappa}{dA} \right) \frac{A}{\kappa} \right]_{A=A_0}, \quad (10)$$

A_0 и P_0 — амплитуда генерируемых колебаний и эффективная поляризация активного элемента для автономного генератора ($\Gamma = 0$), определяемые из условий его стационарных автоколебаний:

$$\kappa''(A_0) = \frac{\omega_c}{\omega_0} \frac{1}{Q_H}; \quad (11)$$

$$P_0 = \kappa(A_0) A_0; \quad (12)$$

$$\omega_0 = \omega_c \left(1 + \frac{\operatorname{tg} \theta(A_0)}{2 Q_H} \right). \quad (13)$$

Решение однородной части системы (8), (9) показывает, что при

$$d\xi > \frac{1}{4} \left[(1 + \sigma) \frac{\xi}{2} + 1 \right]^2, \quad (14)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{2} (\alpha_A + \sigma) = - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{d\kappa''}{dA} \right) \frac{A}{\kappa''} \right]_{A=A_0} \quad (15)$$

— приведенная крутизна инкремента генератора и

$$\xi = \tau_e / \tau_p, \quad (16)$$

переходный процесс в автогенераторе происходит с затуханием

$$\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \sigma}{2\tau_p} + \frac{1}{\tau_e} \right) = \frac{1}{2\tau_e} \left(\frac{1 + \sigma}{2} \xi + 1 \right) \quad (17)$$

и сопровождается релаксационными колебаниями с частотой

$$\Omega_R = \frac{1}{\tau_e} \sqrt{\alpha \xi - (\gamma \tau_e)^2}. \quad (18)$$

Стационарные решения для автодинных изменений $a(t)$ и $p(t)$ получаются из системы (8), (9) квадратурами

$$a/A_0 = \Gamma_0 K_a \cos \delta \cos(\Omega t + \psi_a); \quad (19)$$

$$\frac{p}{P_0} = \Gamma_0 K_a \frac{1 - \alpha_A}{\sqrt{1 + (\Omega \tau_e)^2}} \cos \delta \cos(\Omega t + \psi_p), \quad (20)$$

где K_a — коэффициент автодинного усиления, являющийся основной характеристикой автодинного эффекта в различных генераторах [2, 10] и определяющийся выражением

$$K_a = [(Q_H/Q_{ВН})/\alpha] K_\Omega; \quad (21)$$

$$K_\Omega = \left\{ \frac{(\alpha \xi)^2 [1 + (\Omega \tau_e)^2]}{[(\Omega^2 - \Omega_R^2) \tau_e^2]^2 + (\gamma \tau_e)^2 [2(\Omega^2 + \Omega_R^2) \tau_e^2 + (\gamma \tau_e)^2]} \right\}^{1/2} \quad (22)$$

— модуляционный коэффициент [2], учитывающий зависимость автодинного отклика от частоты модуляции Ω и имеющий резонансный характер в области частот $\Omega \approx \Omega_R$ при выполнении условия (14).

В области низких модулирующих частот ($\Omega \ll \Omega_R$, $\Omega \tau_e \ll 1$) $K_\Omega = 1$. Необходимо отметить, что условие (14), определяющее наличие релаксационных колебаний, не выполняется при малых ξ . Типичным примером генераторов такого типа являются газовые лазеры и отражательные клистроны, добротность резонатора которых достаточно велика, так что $\xi \ll 1$.

Из сравнения уравнений (2) и (3) видно, что совместное решение (1) и (3) также приводит к условию вида (14) при замене ξ на $\xi_1 = \tau_Q/\tau_p$. Однако для тепловой инерционности это условие не выполняется, так как $\xi_1 \gg 1$, и решение системы (1), (3) для малого автодинного изменения амплитуды генерируемых колебаний дает выражение, не содержащее резонансного коэффициента:

$$\frac{a}{A_0} \approx \Gamma_0 \frac{(Q_H/Q_{ВН})}{\alpha \sqrt{1 + (\Omega \tau'_Q)^2}} \cos \delta \cos(\Omega t + \psi_Q); \quad (23)$$

$$\tau'_Q = (\sigma/2\alpha) \tau_Q. \quad (24)$$

Таким образом, учет тепловой инерционности активного элемента можно приближенно провести, заменяя в соотношениях (18), (22), описывающих резонанс релаксационных колебаний на более высоких частотах, параметр α новым значением

$$\alpha_1 = \alpha \sqrt{1 + (\Omega \tau'_Q)^2}, \quad (25)$$

где α_1 — приведенная крутизна инкремента при $\Omega \tau'_Q \ll 1$.

Полученные соотношения позволяют рассчитать величину автодинного отклика. Выражение (19) определяет автодинный отклик при

внешнем детектировании, когда часть излучаемой мощности ответвляется и регистрируется внешним детектором. Соотношение (20), описывающее воздействие отраженного излучения на величину смещения, определяет один из факторов, обуславливающих автодинный отклик при автодетектировании.

Ограничимся расчетом автодинного отклика только при внешнем детектировании. Из (19) и (21), учтя зависимость мощности в нагрузке от коэффициента связи генератора с нагрузкой, для нормированного значения автодинного отклика запишем

$$m = \frac{a_m^{(H)}}{A_0^{(H)}} = \Gamma_0 \left(\frac{Q_n}{Q_{вн}} \right) \frac{|1 - \alpha_1|}{\alpha_1} K_2 \cos \delta, \quad (26)$$

где $A_0^{(H)}$ — амплитуда излучения в нагрузке при $\Gamma = 0$, $a_m^{(H)}$ — амплитуда ее автодинного изменения. Выражение (26) определяет глубину амплитудной модуляции излучения автодина при $\Gamma \neq 0$. Из (26) и (22) видно, что глубина модуляции имеет резонансный характер вследствие резонанса релаксационных колебаний, существование которых определяется условием (14). Следовательно, величина автодинного сигнала, регистрируемого внешним детектором, также будет иметь резонансный пик.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

С целью проверки выводов теоретического анализа о возможности наблюдения автодинного резонанса релаксационных колебаний в твердотельных генераторах СВЧ и определения параметров генераторов, обуславливающих наличие такого резонанса, были проведены экспериментальные исследования автодинов 3-сантиметрового диапазона на кремниевых ЛПД и диодах Ганна.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1, где 1 — исследуемый генератор, работающий в автодинном режиме, 2 — направленный ответвитель, 3 — аттенуатор, 4 — циркулятор, 5 — короткозамкнутый поршень для подбора фазы отраженной волны, 6 — $p-i-n$ -модулятор, управляемый перестраиваемым по частоте генератором 7, 8 — ферритовый вентиль, 9 — измеритель мощности, 10 — волноводный переключатель, 11 — анализатор спектра, 12 —

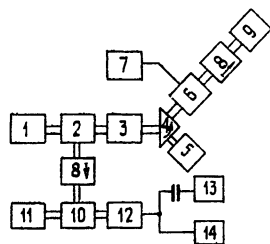


Рис. 1.

детекторная секция, 13 — селективный вольтметр, 14 — вольтметр постоянного напряжения. Для измерения глубины амплитудной модуляции m на низких частотах ($\Omega/2\pi \leq 0,3$ МГц) использовался кристаллический детектор, работающий в квадратичном режиме. Измерение m на более высоких частотах модуляции производилось с помощью анализатора спектра. В процессе всех измерений проводился контроль наличия в спектре излучения автодина только двух боковых составляющих, что достигается выбором малой амплитуды модулирующего сигнала. Для обеспечения сопоставимости результатов на различных частотах модуляции предварительно проводилась калибровка коэффициента передачи регистрирующего тракта по частоте при развязанном генераторе СВЧ.

Полученные значения глубины модуляции m в области резонанса релаксационных колебаний для автодинов на двух кремниевых ЛПД и диоде Ганна приведены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что автодинный резонанс релаксационных колебаний у кремниевых ЛПД выражен более ярко, чем у диодов Ганна, что, по-видимому, связано с худшим

выполнением в последних условия (14). При этом необходимо отметить, что эффективное время релаксации активного элемента генератора для ЛПД определяется временем образования лавины τ_i [11, 13].

Интересным результатом является тот факт, что резонансная частота релаксационных колебаний для двухпролетных ЛПД примерно в 1,5 раза меньше, чем у однопролетных. Это свидетельствует о прямой связи времени инерционности активного элемента τ_e с временем пролета носителей в лавинной зоне τ_a [11].

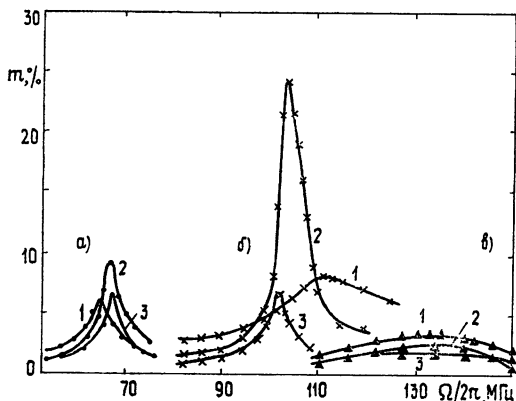


Рис. 2.

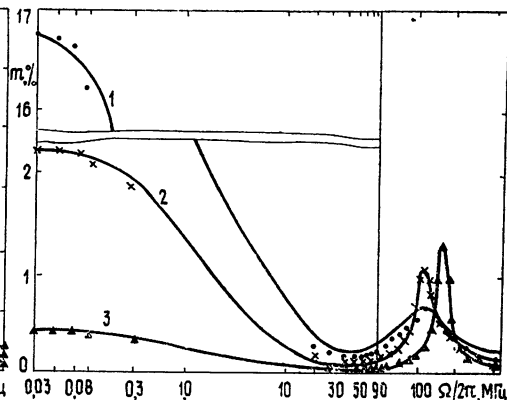


Рис. 3.

Рис. 2. Экспериментальные значения глубины амплитудной модуляции в области резонанса релаксационных колебаний для различных автодинных генераторов:

а) — двухпролетный кремниевый ЛПД при различных отношениях пускового тока $I_{\text{п}}$ к рабочему $I_{\text{р}}$ (1 — $I_{\text{п}}/I_{\text{р}} = 0,92$; 2 — $I_{\text{п}}/I_{\text{р}} = 0,75$; 3 — $I_{\text{п}}/I_{\text{р}} = 0,614$); б) — однопролетный кремниевый ЛПД (1 — $I_{\text{п}}/I_{\text{р}} = 0,96$, 2 — $I_{\text{п}}/I_{\text{р}} = 0,59$; 3 — $I_{\text{п}}/I_{\text{р}} = 0,46$); в) — диод Ганна при различных напряжениях питания $U_{\text{п}}$ (1 — $U_{\text{п}} = 9,89$ В; 2 — $U_{\text{п}} = 8,78$ В, 3 — $U_{\text{п}} = 7,48$ В).

Рис. 3 Экспериментальные значения и теоретические кривые зависимости глубины амплитудной модуляции от частоты Ω для автодинных генсраторов на однопролетном кремниевом ЛПД:

1 — $I_{\text{п}}/I_{\text{р}} = 0,758$ ($\alpha_{\text{д}} = 0,00319$, $\tau_{\text{Q}}' = 0,372$ мкс, $\tau_e = 3,1$ нс, $\xi = 5,21$, $\gamma\tau_e = 0,0557$);
 2 — $I_{\text{п}}/I_{\text{р}} = 0,661$ ($\alpha_{\text{д}} = 0,00791$, $\tau_{\text{Q}}' = 0,263$ мкс, $\tau_e = 7,5$ нс, $\xi = 8,1$, $\gamma\tau_e = 0,0485$);
 3 — $I_{\text{п}}/I_{\text{р}} = 0,516$ ($\alpha_{\text{д}} = 0,00824$, $\tau_{\text{Q}}' = 0,331$ мкс, $\tau_e = 8,9$ нс, $\xi = 8,9$, $\gamma\tau_e = 0,0211$).

Более детальный анализ зависимости глубины модуляции m от частоты Ω был проведен для автодинных генераторов на кремниевых однопролетных ЛПД. Полученные результаты приведены на рис. 3 для трех различных режимов работы ЛПД. Сплошными линиями показаны теоретические кривые, рассчитанные по (26) с учетом (22) и (25), где параметры $\alpha_{\text{д}}$, τ_{Q}' , τ_e , γ и ξ подобраны по методу наименьших квадратов. Достаточно хорошее совпадение теоретических кривых с экспериментальными значениями в широкой области частот модуляции $\Omega/2\pi = (0,03 \div 120)$ МГц свидетельствует о справедливости сделанных в теоретическом анализе приближений. Влияние инерционности тепловых процессов в ЛПД на зависимость $m(\Omega)$ существенно проявляется на частотах $\Omega/2\pi \leq (1 \div 10)$ МГц, что соответствует $\tau_{\text{Q}}' \approx (0,3 \div 1)$ мкс. Полученные значения τ_{Q}' согласуются с результатами, приведенными в работе [12].

Наличие резонансного пика, обусловленное инерционностью активного элемента, позволяет достаточно точно определить характеристическое время τ_e , которое для однопролетных ЛПД зависит от режима работы и составляет 3—9 нс.

Кроме того, по соотношениям (16), (17) и рассчитанным по экспериментальным кривым (рис. 3) значениям τ_c и τ можно определить величину нагруженной добротности Q_H при различных коэффициентах связи. Кривым 1, 2 и 3 на рис. 3 соответствуют значения $Q_H = 37,4; 57,9; 64,4$, что совпадает с оценочными данными в работе [14].

ЛИТЕРАТУРА

1. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. — ЖЭТФ, 1974, 66, № 3, с 1067.
2. Гершензон Е. М., Туманов Б. Н., Левит Б. И. — Изв вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 5, с. 533.
3. Ikegami T., Suematsu Y. — Proc. IEEE Lett, 1967, 55, № 1, p. 122.
4. Ikegami T., Suematsu Y. — IEEE J. Quant. Electron., 1968, QE-4, № 4, p. 148.
5. Adams M. J. — Opto-electronics, 1973, 5, p. 201
6. Michio K., Shigeru M. — Trans. Electron. Commun Eng. Jap., 1972, B55, № 12, p. 659.
7. Бродуленко И. И., Парышкуро Л. А., Русаков В. Н и др. — Электронная техника. Сер 1, Электроника СВЧ, 1977, № 4, с. 106.
8. Алпатов Г. Н., Верин О. Г., Яковлев А. П. — Электронная техника, Сер. 1, Электроника СВЧ, 1978, № 10, с 107.
9. Ханин Я. И. Динамика квантовых генераторов. Сер. Квантовая радиофизика. — М.: Сов. радио, 1975 — Т 2
10. Туманов Б. Н., Левит Б. И., Бабич А. С. — Изв вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 9, с 1260
11. Van Iperen B. V., Goedbloed J. J. — Electron Lett., 1977, 13, № 5, p. 448.
12. Бугаев А. В., Хоменко Л. А., Ясинский В. К. — Электронная техника. Сер 2, Полупроводниковые приборы, 1976, № 2, с. 47
13. Goedbloed J. J. — Solid-State Electronics, 1972, 15, p. 635.
14. Камоликова Е. В., Карташов Б. И., Левитес А. А., Моин И. И., Сметанин А. И. — Электронная техника Сер 1, Электроника СВЧ, 1977, № 1, с. 36.

Н. Тагильский государственный
педагогический институт

Поступила в редакцию
17 июля 1980 г.

RESONANCE RELAXATION OF OSCILLATIONS IN AUTODYNE GENERATORS

E. M. Gershenson, V. M. Kalygina, B. I. Levit, B. N. Tumanov

The resonance of relaxation oscillations is considered in onecontour autodyne generators, the effective polarization of the active element in which is relaxed sufficiently slow in comparison with the characteristic time of variation of the generated electromagnetic field amplitude in its resonator. The model proposed describes the dynamics of autooscillations in semiconductor lasers and in microwave generators. The resonance of relaxation oscillations in Gunn diode autodynes and silicon IMPATT diodes is investigated experimentally.
