значение логической единицы, разрешая прохождение импульсов $f_{\text{и}}$ через элемент 2И на вычитающий вход DD 2. Выходной код D_s DD 2 начинает уменьшаться с частотой $f_{\text{и}}$, что приводит к появлению логического нуля на выходе заема DD 2 s спустя время $\tau = B \cdot T_{\text{и}} = A \cdot B/f$.

Таким образом, спустя время τ после поступления среза импульса f_s входной сигнал f_- на вычитающем входе DD 2 будет установлен в логический нуль с помощью элемента 2И DD 6.1, что приведет к блокировке счета DD 2 вплоть до поступления очередного импульса f_s на вход записи C DD 2. Результирующий коэффициент заполнения выходных импульсов ЦШИМ s, снимаемых с выхода заема DD 2, составляет $\frac{\tau}{T_s} = \frac{A \cdot B}{f} \cdot \frac{f}{2^{n+m}} = \frac{A \cdot B}{2^{n+m}}$ и не зависит от частоты ГОЧ f, что является несомненным достоинством предложенного схемотехнического решения.

Суммарная погрешность коэффициента заполнения τ/T_s выходного сигнала, обусловленная биениями частот $f_{\text{и}}$ и f_s, не превышает единицы младшего разряда кода B и, например, уже при $m = 16$ составляет $\delta = 1{,}526 \cdot 10^{-5}$, что может считаться пренебрежимо малой величиной для подавляющего большинства технических приложений ЦШИМ.

Благодаря простоте схемотехнической реализации, высокой точности, абсолютной линейности регулировочных характеристик по обоим входам и простоте перестройки частоты ШИМ описанный цифровой широтно-импульсный модулятор нашел практическое применение при разработке следящих систем универсальных манипуляционных электромеханических роботов типа «Пума» и может быть рекомендован для цифровых систем автоматического управления самых разнообразных назначений.

Список литературы

1. Михалев А. С., Миловзоров В. П. Следящие системы с бесконтактными двигателями постоянного тока. М., 1979.
2. Кузнецов В. П., Фурман Ф. В., Пашкевич А. П., Немогай Н. Н., Филиппович В. Н., Кукареко Е. П., Николаев А. В. Преобразователь код-ШИМ: А. с. 1064458 СССР // БИ. 1983. № 48.

Поступила в редакцию 19.11.85.

УДК 535.35

Н. С. ОНИЩЕНКО

НЕЛИНЕЙНОСТЬ РЕЛАКСАЦИИ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА СИГНАЛ ЗАТУХАНИЯ СВОБОДНОЙ ИНДУКЦИИ

Обычно для описания нелинейно-оптических явлений используются блоховские уравнения для матрицы плотности, в которых релаксация учитывается введением двух феноменологических констант — времени продольной и поперечной релаксации T_1 и T_2. Однако в эксперименте [1] при исследовании в оптической области затухания свободной индукции иона Pr^{3+} в кристалле $La\,F_3$ были зарегистрированы не описываемые блоховскими уравнениями значения скорости затухания. В настоящей работе показано, что достаточно удовлетворительная интерпретация «аномальной» скорости затухания может быть дана на основе обобщенных кинетических уравнений немарковского типа, полученных в [2, 3]. Эти уравнения отличаются от блоховских тем, что учитывают конечность времени τ_c корреляции возмущений u_t, действующих на квантовую систему со стороны окружающей среды (термостата) и приводящих к релаксации [3]. При стремлении τ_c к нулю немарковские уравнения автоматически переходят в блоховские.

Рассмотрим случай, когда частота ω_0 монохроматического излучения $E(t) = E^+ \exp(-i\omega_0 t) +$ к. с. близка к частоте перехода между состояниями $|a>$ и $|b>$ квантовой системы (примесный центр, атом, молекула), подверженной адиабатическим, т. е. приводящим только к модуляции частоты перехода, возмущениям u_t термостата. Тогда, как показано в [3], в корреляционном (борновском) приближении редуцированная матрица плотности системы σ_{ij}, усредненная по состояниям термостата, удовлетворяет обобщенным кинетическим уравнениям:

$$\dot{\sigma}^t_{ab} = -iv_{ab}(\sigma^t_{bb} - \sigma^t_{aa}) - (A/2 + i\varepsilon_0)\,\sigma^t_{ab} -$$
$$-(1/4)\int\limits_0^t d\tau K^{t-\tau}\{2s^2 + c_+^2\exp[-i\Omega(t-\tau)] + c_-^2\exp[i\Omega(t-\tau)]\}\,\sigma^\tau_{ab} -$$
$$-(1/4)\int\limits_0^t d\tau K^{t-\tau}\{-2s^2 + s^2\exp[-i\Omega(t-\tau)] +$$
$$+ s^2\exp[i\Omega(t-\tau)]\}\,\sigma^\tau_{ba}, \qquad (1а)$$
$$\dot{\sigma}^t_{aa} = -\dot{\sigma}^t_{bb} = -A\sigma^t_{aa} + iv_{ba}\sigma^t_{ab} - iv_{ab}\sigma^t_{ba}, \qquad (1б)$$

где $v_{ab} = -p_{ab}E^+/\hbar$ — матричный элемент оператора взаимодействия с резонансным полем $E(t)$; $\varepsilon_0 = \omega_{ab} - \omega_0$ — расстройка резонанса; $\Omega = (\varepsilon_0^2 + 4v^2)^{1/2}$ — обобщенная частота Раби; $s = 2v/\Omega$; $v = |v_{ab}|$; $c_\pm = 1 \pm (\varepsilon_0/\Omega)$; $K^{t-\tau} = \langle u_t u_\tau\rangle$ — корреляционная функция адиабатических возмущений термостата. В данной работе полагается: $K^\tau = K_0\gamma_c\exp(-\gamma_c|\tau|)$; $\gamma_c = \tau_c^{-1}$; $K_0 = \int\limits_0^\infty d\tau K^\tau$; $A = T_1^{-1}$ — вероятность спонтанных переходов.

Из (1а) и (1б) видно, что члены, описывающие релаксацию, зависят от параметров поля и при достаточно большой интенсивности этого поля могут существенно отличаться от блоховских констант релаксации. Релаксацию в этих случаях называют нелинейной.

В экспериментах по наблюдению затухания свободной индукции измеряется сигнал биений поля $E'(t) = E^+\exp(-i\omega' t) +$ к. с. на далекой от резонанса частоте ω', на которую переключается в момент времени $t = 0$ резонансное поле $E(t)$, и поля, создаваемого свободно распадающейся макроскопической поляризацией образца: $E_{ab}(t) \sim \bar{\sigma}_{ab}\exp\left(-i\omega_{ab} - \frac{A}{2} - K_0\right)t$, где $\bar{\sigma}_{ab}$ — стационарное значение матричного элемента σ^t_{ab} во время действия резонансного излучения $E(t)$.

Величина сигнала определяется средним по неоднородному распределению частот переходов $P(\varepsilon_0)$ в образце: $I_{\text{сигн}}(t) \sim \int d\varepsilon_0 P(\varepsilon_0) \times \operatorname{Re}[E_{ab}(t)E'(t)]$. Предполагая, что ширина особенностей $\bar{\sigma}(\varepsilon_0)$ много меньше ширины распределения $P(\varepsilon_0)$, имеем

$$I_{\text{сигн}}(t) \sim \cos(\omega_0 - \omega')\,t\exp(-A/2 - K_0)\,t\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_0\bar{\sigma}_{ab}(\varepsilon_0)\exp(i\varepsilon_0 t). \qquad (2)$$

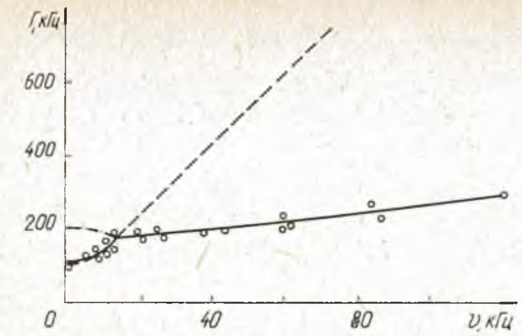
Решая с помощью преобразования Лапласа систему (1) и подставляя в (2), после выполнения интегрирования получаем:

$$I_{\text{сигн}}(t) \sim \cos(\omega_0 - \omega')\,t\cos(\eta t + \Theta)\{\exp(-\Gamma_- t) + g\exp(-\Gamma_+ t)\}, \qquad (3)$$

здесь при $D \geqslant 0$: $\Gamma_\pm = A/2 + K_0 + \sqrt{p \pm D^{1/2}}$, $g = \dfrac{f(\sqrt{p + D^{1/2}})}{f(\sqrt{p - D^{1/2}})}$; $\eta = \theta = 0$; при $D < 0$: $\Gamma_\pm = A/2 + K_0 + \sqrt{(p + (p^2 - D)^{1/2})/2}$, $g = 0$, $\eta = \sqrt{((p^2 - D)^{1/2} - p)/2}$, $\theta = \arg f(\Gamma_\pm - A/2 - K_0 + i\eta)$.

Значения D, f и p определяются соотношениями:

$$D = (v^2 + \gamma_c^2/2 - A^2/8)^2 - 2K_0[(v^2(1 + 2\gamma_c/A) + \gamma_c^2/2)(\gamma_c + A) + A^2\gamma_c/8],$$
$$f(x) = 4v^2 + \gamma_c^2 - K_0\gamma_c + [2Av^2 + (A/2 + K_0)\gamma_c^2]\,x^{-1} - Ax/2 - x^2,$$
$$p = 3v^2 + \gamma_c^2/2 + A^2/8 - K_0\gamma_c.$$



Зависимость скорости затухания $\Gamma_-(v)$ свободной индукции при $A=10$ кГц, $K_0=40$ кГц, $\gamma_c=190$ кГц (сплошная линия). Штрих-пунктирная линия соответствует $\Gamma_+(v)$. Кружки — экспериментальные данные [1]. Штриховая линия соответствует блоховскому приближению при $T_1=500$ мкс, $T_2=21{,}7$ мкс

Используя полученные соотношения и взяв на основании данных работы [5] для перехода $^1D_2 - {}^3H_4$ иона Pr^{3+} в LaF_3 значение $A = 10$ кГц и из [1] — $K_0 = 40$ кГц, путем варьирования параметра γ_c, нам удалось получить максимальное совпадение теоретической кривой $\Gamma_-(v)$ и экспериментальной, взятой из работы [1], при значении $\gamma_c = 190$ кГц (см. рисунок). Разброс экспериментальных значений в окрестности $v \simeq \simeq 10$ кГц можно объяснить наличием второй экспоненты с $\Gamma_+(v)$, отмеченной на рисунке пунктиром. Из выражения (3) следует также, что для больших значений интенсивности поля, при которых $v \gg \gamma_c$, скорость затухания свободной индукции $\Gamma_-(v) = \sqrt{2}\,v$, что хорошо согласуется с результатами работы [4], полученными из общих термодинамических положений.

Излом кривой $\Gamma_-(v)$ в окрестности $v \simeq 10$ кГц (что характерно также и для экспериментальных данных [1]) объясняется переходом из области двухэкспоненциального распада, где $D \geqslant 0$, в область одноэкспоненциального распада $D < 0$, для которой характерно изменение частоты и фазы биений по сравнению с блоховской теорией на величины η и Θ.

В работе [1] не были исследованы изменения частоты и фазы сигнала, но так как эти параметры достигают значительных величин ($\eta \sim \gamma_c \sim \sim 200$ кГц), их наблюдение может служить еще одной проверкой предложенной теории. Аналогично возможно наблюдение и двухэкспоненциального распада свободной индукции в переходной области.

Список литературы

1. De Voe R. G., Brewer R. G.// Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 1269.
2. Апанасевич П. А., Низовцев А. П.// Квантовая электроника. 1975. Т. 2. С. 1654.
3. Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск, 1977. С. 189.
4. Redfild A. G.// Phys. Rev. 1955. V. 98. P. 1787.
5. Macfarlane R. M. et. al.// Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1726.

Поступила в редакцию 23.12.85.

УДК 519.1

ДО ЗУЙ ЧИНЬ

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ НЕЦЕЛОЧИСЛЕННОГО МАКСИМУМА ВОГНУТОЙ ФУНКЦИИ В ЦЕЛОЧИСЛЕННЫЙ

Рассматривается задача A отыскания точки x^* глобального максимума (далее просто максимума) дифференцируемой вогнутой сепарабельной функции $f(x) = \sum_{i=1}^{n} f_i(x_i)$ на множестве D целых точек полиматроида, заданного условиями: