

линейно поляризованного излучения из (16), (28) и (21) получаем:

$$R_1^{(1)} = i \zeta \gamma^{-2} \mu_b k \cos \theta \sin \varphi, \quad (29)$$

$$R_1^{(2)} = -e v \sin \theta + i \zeta \mu_b k \cos \varphi (1 - v^2 \cos^2 \theta).$$

С учетом (29) и соотношения

$$R_{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2}} (R_1^{(1)} - i \lambda R_1^{(2)})$$

находим соответствующий интерференционный вклад в мощность ЧИ:

$$\frac{dW_i^{(e\mu)}}{d\omega d\varphi} = -\frac{e^2 v}{4\pi} \omega \cdot \lambda \zeta \frac{\hbar m \omega}{p^2} \sin \theta_0 \sin \varphi, \quad (30)$$

который согласуется с (3).

Подчеркнем, что рассмотренный квазиклассический метод применим только для расчета корреляционного вклада, пропорционального $\zeta \lambda \hbar$. Другие квантовые эффекты порядка \hbar и \hbar^2 , содержащиеся в (1), этим методом полностью учесть нельзя, так как при выводе основной формулы метода (16) мы пренебрегли отдачей при излучении фотона.

В заключение заметим, что указанная спиновая корреляция в принципе может быть использована для определения поляризации пучка электронов высокой энергии в результате измерения степени круговой поляризации ЧИ. Однако ввиду малости эффекта (см. 2) и (3)) возможность его прямого экспериментального

наблюдения требует дополнительного исследования.

Авторы благодарны проф. И.А.Яковлеву за полезное обсуждение результатов.

Работа выполнена в рамках программы "Университеты России" (проект 12-96 ф).

Литература

1. Соколов А.А. // ДАН СССР. 1940. 28. С. 415.
2. Гинзбург В.Л. // ЖЭТФ. 1940. 10. С. 589.
3. Иваненко Д.Д., Соколов А.А. Квантовая теория поля. М., Л., 1952.
4. Соколов А.А., Лоскутов Ю.М. // ЖЭТФ. 1957. 32. С. 630.
5. Соколов А.А., Лоскутов Ю.М. // ЖЭТФ. 1958. 34. С. 1022.
6. Лоскутов Ю.М. // Науч. докл. высш. школы. - Физ.-мат. науки. 1958. № 4. С. 103.
7. Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В., Мусса А.Х. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. № 3. С. 23 (Moscow University Phys. Bull. 1990. N 3. P. 23).
8. Бьёркен Дж. Д., Дрелл С. Д. Релятивистская квантовая теория. М., 1978. Т.1.
9. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М., 1989.
10. Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В. Квантовые процессы в сильном внешнем поле. М., 1989.
11. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. М., 1970.
12. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. М., 1981.

Поступила в редакцию
23.10.96

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.868:536.3

ЭЛЕКТРОТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОЛЕБАНИЙ В ТЕМПЕРАТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМАХ

Г.В. Белокопытов

(кафедра физики колебаний)

Получена цепочка уравнений, описывающая взаимодействие электромагнитных и тепловых колебаний в системах с температурно-чувствительными диэлектриками в терминах связанных осцилляторов и релаксаторов. Найдены условия апериодической и колебательной неустойчивости и даны оценки пороговой мощности возбуждения автомодуляции для сегнетоэлектрических колебательных систем радиочастотного и СВЧ диапазонов и микрорезонаторов оптического диапазона из плавленого кварца и капель воды.

Введение

Специфической чертой электрических колебательных систем с сегнетоэлектриками является тепловая обратная связь. Она состоит в том, что амплитуда вынужденных колебаний в резонаторе изменяется вследствие расстройки собственных частот, вы-

званной его нагревом теплом джоулевых потерь; в свою очередь мощность потерь и величина тепловой расстройки пропорциональны квадрату амплитуды колебаний в резонаторе [1].

Для частных случаев было довольно давно известно, что в зависимости от настройки системы тепловая обратная связь может приводить к эффек-

там мультистабильности или же к автомодуляционной неустойчивости [2, 3]. Вместе с тем закономерности динамического поведения систем с обратной связью имеют весьма общий характер. В частности, как будет показано ниже, их необходимо учитывать при анализе явлений в микрорезонаторах оптического диапазона, таких, как кварцевые или стеклянные шарики [4, 5] или капли жидкости [6, 7]. При этом электротепловая неустойчивость применительно к резонаторам оптического диапазона представляет собой не что иное, как вынужденное температурное рассеяние света [8] в специфических резонансных условиях.

Вывод динамических уравнений

Рассмотрим нелинейный резонатор из материала с температурно-чувствительной диэлектрической проницаемостью. При описании электромагнитных колебаний в резонаторе (область V) будем исходить из уравнения

$$\frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} + 4\pi \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{c^2}{\mu} \text{rot rot } \mathbf{E} = 0 \quad (1)$$

и полагать, что напряженность электрического поля \mathbf{E} и индукция \mathbf{D} связаны нелинейным соотношением

$$\mathbf{E} = \alpha(T)\mathbf{D} + \nu \text{DDD}, \quad (2)$$

где $\alpha(T) = \alpha_0(1 + \alpha_e T)$ – зависящая от температуры обратная диэлектрическая проницаемость (величина T отсчитывается от температуры окружающей среды), ν – тензор кубической диэлектрической нелинейности.

В общем случае распределение температуры в резонаторе удовлетворяет уравнению теплопроводности

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(k \text{ grad } T) + g(r, t), \quad (3)$$

где ρ , C , k – плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность среды, а $g(r, t) = \mathbf{jE}$ – плотность тепловых источников. Будем считать потери линейными:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{D}, \quad g(r, t) = \sigma \mathbf{D} \alpha_0 \mathbf{D}. \quad (4)$$

Возбуждение вынужденных электромагнитных колебаний в системе происходит благодаря действию сторонних полей $\mathbf{E}^{\text{ext}}(r, t)$, которые будем считать заданными на границе Σ объема V .

Будем искать решение системы (1)–(4), представив распределения $\mathbf{D}(r, t)$ и $T(r, t)$ в виде рядов по собственным функциям линейных краевых задач для уравнений

$$\frac{c^2}{\mu} \text{rot rot } \alpha_0 \mathbf{D}_a = \omega_a^2 \mathbf{D}_a, \quad (5)$$

$$(\rho C)^{-1} \text{div}(k \text{ grad } T_s) + \lambda_s T_s = 0 \quad (6)$$

с однородными граничными условиями. Собственные функции (5) и (6) удовлетворяют соотношениям ортонормировки:

$$\int \alpha_0 \mathbf{D}_a \mathbf{D}_b dV = \delta_{ab}, \quad \int \rho C T_s T_r dV = \delta_{sr}. \quad (7)$$

Таким образом, положим

$$\mathbf{D}(r, t) = \sum_a x_a(t) \mathbf{D}_a(r), \quad T(r, t) = \sum_s \eta_s(t) T_s(r). \quad (8)$$

Подставим (2), (4) и (8) в уравнения (1) и (3), после чего умножим их соответственно на $\alpha_0 \mathbf{D}_f$ и T_s и проинтегрируем по объему с учетом условий ортогональности (7). В результате получим цепочку уравнений, описывающую временные зависимости x_a и η_s (по повторяющимся индексам a, b, c и u подразумевается суммирование):

$$\ddot{x}_f + \omega_f^2 x_f = F_f(t) - R_{fa} \dot{x}_a - H_{fau} \eta_u x_a - N_{fabc} x_a x_b x_c, \quad (9)$$

$$\dot{\eta}_s = -\lambda_s \eta_s + K_{sab} x_a x_b, \quad (10)$$

где $R_{fa} = 4\pi \int \alpha_0 \mathbf{D}_f \sigma \mathbf{D}_a dV$,

$$H_{fau} = \frac{c^2}{\mu} \int \alpha_0 \mathbf{D}_f \text{rot rot } (\alpha_0 \alpha_e T_u \mathbf{D}_a) dV,$$

$$N_{fabc} = \frac{c^2}{\mu} \int \alpha_0 \mathbf{D}_f \text{rot rot } (\nu \mathbf{D}_a \mathbf{D}_b \mathbf{D}_c) dV, \quad (11)$$

$$K_{sab} = \int T_s \sigma \mathbf{D}_a \alpha_0 \mathbf{D}_b dV,$$

$$F_f(t) = -\frac{c^2}{\mu} \oint_{\Sigma} [\mathbf{E}^{\text{ext}}(r, t), \text{rot } \alpha_0 \mathbf{D}_f] dS.$$

Переход от системы (1)–(4) к цепочке (9), (10) позволяет представить электротепловые процессы в резонаторе как взаимодействие совокупности нелинейно связанных осцилляторов и релаксационных звеньев, а информация о влиянии пространственного распределения электрических и температурных полей оказывается сконцентрированной в интегральных коэффициентах (11). Наиболее плодотворен такой подход в случаях, когда физически существенным является взаимодействие небольшого числа осцилляторов и релаксаторов.

Модель третьего порядка: аperiodическая и колебательная неустойчивость

Если электромагнитные колебания возбуждаются на одной моде, а тепловую релаксацию характеризует одна постоянная времени, цепочка (9), (10) сводится к системе третьего порядка. Указанную простейшую модель целесообразно рассмотреть прежде всего для уяснения качественной картины взаимодействия электромагнитных колебаний с процессами температурной релаксации. При воздействии монохроматической электромагнитной волны имеем $\mathbf{E}^{\text{ext}}(r, t) = \mathbf{E}^{\text{ext}}(r) \cos \omega t$. Произведем нормировку такой системы по времени и амплитуде: $\tau = \omega t$, $x_f = q_f x$, $\eta_s = T_s \eta$ и примем $T_s = \omega^2 / H_{ffs}$, $q_f^2 = \omega^3 / K_{sff} H_{ffs}$, а также $\theta_e = R_{ff} / 2\omega$, $\theta_l = \lambda_s / \omega$, $\xi = 1 - \omega_f^2 / \omega^2$, $\gamma = \omega N_{ffff} / K_{sff} H_{ffs}$, $F_e = F_f / \omega^2 q_f$. Получим

$$\ddot{x} + x = -2\theta_e \dot{x} + (\xi - \eta)x + \gamma x^3 + F_e \cos \gamma, \quad (12)$$

$$\dot{\eta} = -\theta_e \eta + x^2. \quad (13)$$

Перейдем от временной зависимости $x(t)$ к ее представлению в виде $x = u \cos \tau + v \sin \tau$. Считая u и v медленно меняющимися функциями времени и исключая из рассмотрения воздействие на релаксаторы на высокой частоте (2ω), получим вместо (12), (13) систему укороченных уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= -\theta_e u - (1/2)(\xi - \eta)v + (3/8)\gamma A^2 v, \\ \dot{v} &= -\theta_e v + (1/2)(\xi - \eta)u - (3/8)\gamma A^2 u + (1/2)F_e, \\ \dot{\eta} &= -\theta_e \eta + A^2, \end{aligned} \quad (14)$$

где $A^2 = u^2 + v^2$. Стационарные решения (14) описывают одночастотные вынужденные колебания и установившийся тепловой режим. В частности, для амплитудно-частотной характеристики $A^2(\xi)$ из (14) следует неявное выражение, типичное для нелинейного резонанса:

$$[4\theta_e^2 + (\xi - \eta_0 - (3/4)\gamma A^2)^2] A^2 = F_e^2, \quad (15)$$

причем нелинейные расстройки обусловлены как диэлектрической нелинейностью ($(3/4)\gamma A^2$), так и эффектом нагрева ($\eta_0 = A^2/\theta_e$).

Согласно критерию Рауса-Гурвица, необходимы и достаточными условиями устойчивости стационарных режимов (14) являются неравенства

$$\theta_e(\theta_e^2 + (1/4)\xi_n \tilde{\xi}_n) - (1/2)\xi_n A^2 > 0, \quad (16)$$

$$2\theta_e[(\theta_e + \theta_e)^2 + (1/4)\xi_n \tilde{\xi}_n] + (1/2)\xi_n A^2 > 0, \quad (17)$$

где $\xi_n = \xi - \eta_0 - (3/4)\gamma A^2$, $\tilde{\xi}_n = \xi_n - (3/2)\gamma A^2$.

В случае нарушения (16) происходит аperiodическая потеря устойчивости, а при невыполнении (17) потеря устойчивости носит колебательный характер и проявляется как автомодуляция вынужденных колебаний. По сравнению с результатами [2, 3] условия (16), (17) гораздо более удобны для применения и для интерпретации на плоскости переменных (A^2, ξ_n) (рисунок). В указанных переменных границы устойчивости имеют подобный вид:

$$A^2 = \frac{2}{3\gamma + 4\theta_e^{-1}} \frac{\xi_n^2 + 4\theta_e^2}{\xi_n} \quad (18)$$

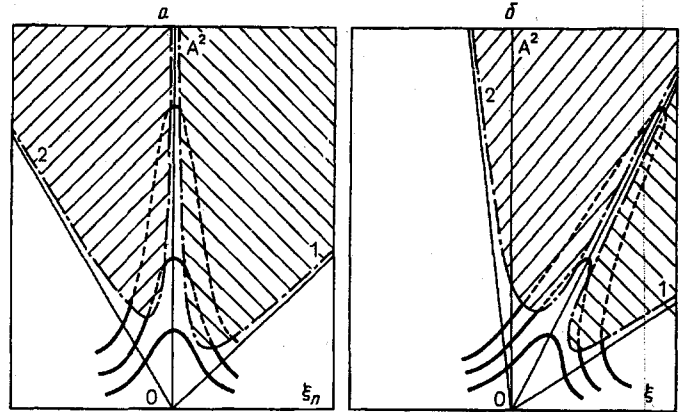
для аperiodической неустойчивости и

$$A^2 = \frac{2}{3\gamma - 2\theta_e^{-1}} \frac{\xi_n^2 + 4(\theta_e + \theta_e)^2}{\xi_n} \quad (19)$$

для колебательной неустойчивости. В последнем случае, получив из укороченной системы (14) уравнения для малых вариаций u, v, η , можно найти нормированную частоту автомодуляции:

$$\mu^2 = \frac{1}{1 - (3/2)\gamma\theta_e} \left[\frac{1}{4}\xi_n^2 + (\theta_e + \theta_e)^2 \right] - \theta_e^2. \quad (20)$$

Граница (19) на плоскости (A^2, ξ) соответствует геометрическому месту точек, для которых резонансные кривые имеют вертикальную касательную [2]. В области расстроек, где существует аperiodическая неустойчивость, реализуется, в зависимости от начальных условий, один из двух возможных устойчи-



Области электротепловой неустойчивости (заштрихованы) для модели третьего порядка: а - на плоскости (A^2, ξ_n) , б - на плоскости (A^2, ξ) . Граничные линии аperiodической неустойчивости (бистабильности) - 1, колебательной неустойчивости (автомодуляции) - 2

вых режимов стационарных колебаний, т.е. имеет место бистабильность.

В отсутствие электрической нелинейности области колебательной и аperiodической неустойчивости лежат на противоположных склонах резонансных кривых. Минимум пороговой мощности имеет место при $(\xi_n)_{ap} = 2\theta_e$ для аperiodической неустойчивости и при $(\xi_n)_{osc} = -2(\theta_e + \theta_e)$ для колебательной неустойчивости, соответственно для этих случаев

$$A_{ap}^2 = 4\theta_e \theta_e, \text{ и } A_{osc}^2 = 8\theta_e(\theta_e + \theta_e). \quad (21)$$

Наличие диэлектрической нелинейности не является необходимой предпосылкой для электротепловой неустойчивости, но может существенно влиять на условия ее возникновения. В частности, если $|\gamma|$ достаточно велико, оба условия неустойчивости, (18) и (19), отвечают одному и тому же склону резонансной кривой.

Численные оценки и обсуждение

Для характеристики порога неустойчивости удобно использовать мощность, рассеиваемую в резонаторе. Выразив мощность через запасенную энергию и добротность ($P = \omega W/Q$), получим, с учетом условий (7) и нормировки

$$P_{th} = \frac{\omega q_f^2}{8\pi Q_f} A^2, \quad (22)$$

где в простейшем случае A^2 определяется одним из соотношений (18) или (19). Для отношения пороговых мощностей из (21) и (22) следует

$$\frac{P_{th,osc}}{P_{th,ap}} = 2 + \frac{\tau_e}{\tau_e}, \quad (23)$$

где $\tau_e = Q_f/\omega_f$, $\tau_e = \lambda_s^{-1}$ - времена электрической и тепловой релаксации.

Поскольку вычисление интегральных коэффициентов K_{ff} и H_{ff} (11) сопряжено со значительными трудностями, мы ограничимся здесь грубыми оценками $P_{th,osc}$ по порядку величины. Преобразуя (11)

Порог электротепловой неустойчивости в диэлектрических резонаторах

Материал	T , К	$f = \omega/2\pi$, Гц	V , см ³	$\rho C_T V$, Дж/К	Q_f	a_e , К ⁻¹	P_{th} , Вт
ТГС [9]	323	10^4	$2 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	10^2	1	0,1
КТаО ₃ [11]	4,2	10^{10}	10^{-4}	$0,5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
Кварц [5]	293	$3 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	10^8	$2 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-4}$
Вода [7]	293	$3 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$	10^7	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$

аналогично [9] с учетом нормировки (7), найдем $K_{eff} \sim \sigma T_s$, $H_{eff} \sim \omega_f^2 a_e T_s$, причем $T_s^2 \sim (\rho C V)^{-1}$. Кроме того, имеем $R_{ff} \approx 4\pi\sigma$ (равенство будет точным для однородного материала). Но по определению $R_{ff} = \omega_f / Q_f$. В итоге получим

$$q_f^2 \sim 4\pi Q_f \rho C V / a_e, \quad (24)$$

и для порога колебательной неустойчивости придем к соотношению

$$P_{th,osc} \sim \frac{\omega_f^2 \rho C_T V}{Q_f a_e} \left(1 + 2 \frac{\tau_e}{\tau_i}\right), \quad (25)$$

где C_T – теплоемкость резонатора.

Оценки пороговой мощности для ряда типичных случаев приведены в таблице. В качестве первого примера взят сосредоточенный колебательный контур с конденсатором из триглицинсульфата (ТГС) при температуре вблизи точки сегнетоэлектрического фазового перехода ($T_c = 49^\circ\text{C}$). Такую систему можно было бы считать подходящим объектом для демонстрационных экспериментов. Для удобства сопоставления с результатами предыдущих расчетов [2, 10] оценки проводились для конденсатора площадью 2×2 мм² и высотой 0,5 мм. Для сосредоточенного конденсатора оценка (25) будет точной, если в правой части ввести коэффициент 4. Вычисленное значение P_{th} выглядит на первый взгляд довольно умеренным. Однако следует учесть, что для накачки такой мощности в конденсатор требуется прикладывать напряжение с амплитудой $U = (2P_{th} / \omega C \text{tg } \delta)^{1/2}$, что в принятых условиях дает $U \sim 10^3$ В. Поскольку в эксперименте напряженность поля накачки имела гораздо меньшие значения, чем полученная оценка, ранее не было возможности наблюдать какие-либо признаки колебательной неустойчивости в резонансных системах радиочастот.

Вторым объектом для оценок взят диэлектрический резонатор СВЧ из танталата калия. Многочисленные эксперименты с такими резонаторами проводились при гелиевых температурах в связи с исследованием эффекта стрикционного параметрического возбуждения [11]. В диапазоне СВЧ диэлектрические резонаторы из танталата калия, сочетающие малую теплоемкость и низкие потери при гелиевых температурах, являются наиболее перспективным объектом для наблюдения электротепловой автомодуляции. Такое наблюдение должно представлять значительный интерес, поскольку согласно [12] длина пробега тепловых фононов и соответственно

теплопроводность в КТаО₃ при гелиевых температурах лимитируется размерами образца и рассеянием на примесях. В этих условиях измерение пороговой мощности и частоты автомодуляции позволит получить информацию об указанных процессах.

В отличие от стрикционного параметрического возбуждения, наблюдаемого при положительных расстройках ξ_n , рассматриваемый в настоящей работе сценарий электротепловой автомодуляции должен иметь место при $\xi_n < 0$. В качестве другого отличия укажем, что частота автомодуляции будет определяться формулой (20) и для резонатора из КТаО₃ при гелиевой температуре с параметрами, соответствующими таблице, в условиях оптимальной настройки $(\xi_n)_{osc} = -2(\theta_1 + \theta_2)$ составит приблизительно τ_i^{-1} , что согласно [11] даст величину порядка 10^5 Гц.

Два других случая, представленных в таблице, относятся к сферическим микрорезонаторам оптического диапазона. Эксперименты с шариками из плавного кварца (диаметром от 40 до 200 мкм) показали, что для собственных мод типа “шепчущей галереи” их добротность достигает величин порядка $10^7 - 10^{10}$ [4, 5]. При этом основная доля электромагнитной энергии сосредоточена в поверхностном слое, объем которого мал по сравнению с полным объемом резонатора. Эксперименты [5] показали также существенный вклад инерционных процессов, связанных с тепловыми расстройками, в эффективную нелинейность резонатора. В отдельных случаях наблюдались автомодуляционные явления, которые авторы [5] отнесли на счет процессов переключения колебаний при возбуждении двух близких по частоте мод сферического резонатора.

Оценки, полученные по (25) в соответствии с простейшей динамической моделью, дали для кварцевых микрорезонаторов $P_{th} \approx 0,2$ Вт, что намного превышает мощность накачки, при которой в работе [5] наблюдались эффекты автомодуляции. Однако, если в соответствии с предположением авторов [5] считать, что тепловая релаксация вызывает взаимодействие двух близких к вырождению мод, согласие с экспериментом можно значительно улучшить.

Аналогичные явления при возбуждении мод типа “шепчущей галереи” должны иметь место в малых каплях воды. Полученные для этого случая величины порога колебательной неустойчивости весьма невелики для лазерной физики. Так, положив для сечения экстинкции $S = 2\pi a^2$, где a – радиус капли, найдем, что приведенный в таблице порог со-

ответствует интенсивности света порядка 10^2 Вт/см². Это гораздо ниже, чем полагают при рассмотрении традиционных механизмов неустойчивости и разрушения капель [7]. Однако в силу крайне малых размеров капель даже такие потоки энергии ведут к их очень быстрому разогреву (скорость нагрева $\sim 10^5$ К/с), так что процессы электротеплового возбуждения в каплях могут реализоваться лишь в нестационарном режиме.

Таким образом, определены объекты и условия, в которых электротепловая автомодуляционная неустойчивость может играть существенную роль. Отметим также, что в рассмотренных нами случаях с запасом выполняется условие $\tau_e \ll \tau_r$, соответственно из (23) следует $P_{th,osc} \gg P_{th,ap}$. Поэтому бистабильность может наблюдаться при уровнях мощности, намного меньших величин, приведенных в таблице.

Литература

1. Белокопытов Г.В., Красюк Т.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. №4. С. 32 (Moscow University Phys. Bull. 1993. N4. P.27).

УДК 539.143.43

ТЕОРИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПРОЦЕССОВ ЯМР КЛАССА DEPT

В.С. Туманов

(кафедра радиофизики)

Метод проекционных операторов применяется к расчету импульсных экспериментов ЯМР класса DEPT с учетом тонкой структуры спектров и индивидуальных значений констант спин-спиновой связи. Обсуждаются методические проблемы теории импульсных процессов.

1. Введение

Метод проекционных операторов, предложенный в статье [1] и примененный затем в теории ряда импульсных экспериментов ЯМР [2-4], в настоящей работе используется для расчета импульсных процессов класса DEPT. В первоначальном варианте методики DEPT [5, 6] применялась импульсная последовательность

$$\left(\frac{\pi}{2}\right)_x - \tau - (\pi)_y - \tau - (\theta)_{xy} - \tau. \quad (1)$$

$$\left(\frac{\pi}{2}\right)_x \quad (\pi)_y$$

В этой записи первая строка содержит импульсы на частоте протонов, вторая - на частоте ядер ^{13}C (методика применялась к системам типа $^{13}\text{C} \ ^1\text{H}_\rho$). Символ $(\theta)_{xy}$ означает, что в чередующихся циклах попеременно совершается поворот по и против часовой стрелки и результат во втором случае вычитается. Впоследствии были предложены улучшенные варианты - DEPT⁺ и DEPT⁺⁺ [7] (см. также раздел 4.5.6. монографии [8]). В данной статье предлагается еще один вариант.

В изложенной здесь теории учитывается, что константы спин-спиновой связи J имеют индивидуальные значения для различных групп $^{13}\text{C} \ ^1\text{H}_\rho$, и рас-

2. Белокопытов Г.В. // Изв. вузов, Радиофизика. 1986. 29, №11. С.1324.
3. Саломонович А.Е. // ЖТФ. 1952. 22, №2. С. 245.
4. Брагинский В.Б., Ильченко В.С., Городецкий М.Л. // УФН. 1990. 160, №1. С. 157.
5. Il'chenko V.S., Gorodetskii M.L. // Laser Physics. 1990. 2, №6. P. 1004
6. Zhang Y.S., Chang R.K. // J. Opt. Soc. Am. 1989. B6, N2. P. 151.
7. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л., 1989.
8. Клышко Д.Н. Физические основы квантовой электроники. М., 1986. С. 141-143.
9. Белокопытов Г.В. // Изв. вузов, Радиофизика. 1987. 30, №9. С. 1121.
10. Singh V.P., Van der Ziel. A. // Ferroelectric. 1977. 15, N3/4. P. 135.
11. Белокопытов Г.В., Семенов В.Н., Чистяев В.А. // Изв. вузов, Радиофизика. 1990. 33, №1. С. 27.
12. Salce B., Gravit J.L., Boatner L.A. // J. Phys.: Condens. Matter. 1994. 6, N22. P. 4077.

Поступила в редакцию
23.10.96

считывается тонкая структура спектров. Как и в работах [3, 4], уделяется внимание методической стороне теории и обсуждаются различные вычислительные приемы, которые могут быть использованы и в других случаях. Применяемые обозначения в большинстве случаев стандартные. Если они специально не оговариваются, то соответствуют обозначениям работ [1-4].

2. Исключение операторов π -импульсов

Расчет производится в двойной вращающейся системе координат с угловыми скоростями, равными частотам полей, действующих на ядра ^{13}C и ^1H . Спин ядра ^{13}C обозначается S , а суммарный спин ρ протонов - I . Исходный оператор плотности для ядер со спином I имеет вид $-2^{-p-1}I_z$; здесь учтен нормировочный множитель 2^{-p-1} , поскольку сравниваются интенсивности линий от систем с различными значениями p . После первого $\pi/2$ -импульса оператор плотности равен $\rho_0 = -2^{-p-1}I_y$. В конце процесса (1) оператор плотности определяется формулой

$$\rho = U\rho_0 U^\dagger, \quad (2)$$

где U - некоторый унитарный оператор.