тельно угла 90° функциями при больших значениях Q^2. В случае S-резонанса величина «выхода» $b(\theta)$ автоионизационного состояния оказывается анизотропной, тогда как само это состояние распадается изотропно; для P-резонанса распределение «выхода» отлично от поведения первой сферической гармоники. В отличие от P-резонанса, знак асимметрии профиля S-резонанса $a(\theta)$ различен в передней и задней полусферах по направлению $\vec{Q}$. Для больших значений Q^2 «фон» $f(\theta)$ существенно выше в направлении переданного импульса. Рис. 2 иллюстрирует изменения профиля резонансных $(2s2p)\,{}^1P^{(-)}$ и $(2s^2)\,{}^1S^{(+)}$ линий при различных углах θ и значениях Q^2. Из рисунка видно, что P-резонансы выгодно изучать при $\theta > 90°$, так как при переходе от квазиупругой к антиквазиупругой кинематике фон прямых переходов быстро падает с увеличением Q^2. В пределе $Q^2 \to 0$ полученный для оптически разрешенного $(2s2p)\,{}^1P^{(-)}$ состояния профиль резонанса соответствует профилю резонанса в спектре фотоэлектронов. Вид S-резонансов существенно различен: провалы при малых углах переходят в пики (разной асимметрии или симметричные) при больших углах. Наиболее интенсивно проявляются S-резонансы над фоном при $\theta \sim 90°$, поскольку при этом пропадает большой вклад в фон p-волны. Укажем, что последнее обстоятельство может позволить выделять в экспериментах на совпадение чистый $(2p^2)\,{}^1D^{(+)}$ резонанс при $\theta \sim 90°$, когда рядом лежащий сильный $(2s2p)\,{}^1P^{(-)}$ резонанс, энергия возбуждения которого лишь на 0,11 *эв* больше, полностью отсутствует. С другой стороны, можно выбрать кинематические условия, при которых P-резонанс не будет искажаться D-резонансом (углы $\theta \sim 55°$ и $\sim 125°$, когда интерферирующая с резонансом d-волна обращается в ноль).

ЛИТЕРАТУРА

1. Балашов В. В., Липовецкий С. С., Сенашенко В. С. **39A**, 103, 1972.
2. Балашов В. В., Липовецкий С. С. и др. «Оптика и спектроскопия», **32**, 10, 1972.
3. Lipovetzki C. C., Senaschenko S. S. Phys. Lett., **34**, 1046, 1972. **34**, 1046, 1972 .
4. Балашов В. В., Липовецкий С. С., Сенашенко В. С. ЖЭТФ, **63**, 1622, 1973.
5. Fano U. Phys. Rev., **124**, 1866, 1962.

Поступила в редакцию
14.6 1972 г.

НИИЯФ

УДК 538.113

Р. М. УМАРХОДЖАЕВ, А. Л. КОТКИН

К ТЕОРИИ СПИНОВЫХ СТАБИЛИЗАТОРОВ

В современных спектрометрах высокого разрешения широкое распространение получили пассивные спиновые стабилизаторы, работающие с использованием сигнала дисперсии (ССД) [1, 2]. В [3] описан спиновый стабилизатор, у которого перед синхронным детектором (СД) включен амплитудный ограничитель. (Обозначим такой стабилизатор ССД.) Характеристики ССД, полученные в [3], отличаются от характеристик ССД [4] (даже при работе в центре линии ЯМР). В связи с этим встает вопрос о теоретическом исследовании характеристик ССД и об их сравнении с характеристиками других видов стабилизаторов [5].

Информация о выполнении резонансных условий, содержащаяся в сигнале магнитного резонанса, преобразуется с помощью детектора в низкочастотное управляющее напряжение ε. Так как получаемое напряжение существенным образом зависит не только от свойств спин-систем, но и от способа детектирования (например, синхронное при работе по сигналу дисперсии [2], фазовое при работе по фазовой характеристике сигнала $\varphi = \operatorname{arctg}\dfrac{U}{V} \equiv \operatorname{arctg}(\Delta\omega)\,T_2$ [5]), то статические и динамические характеристики СС определяются объединенной системой спиновый ансамбль-детектор [4, 5].

Рассмотрим, как изменяются характеристики СС, работающего с использованием сигнала дисперсии (ССД) при введении нелинейного элемента (амплитудного ограничителя) в объединенную систему спиновый ансамбль-детектор [3]. Пусть в приемной катушке наводится напряжение, пропорциональное $\dot{M}_x$ [6]:

$$M_x \sim u \sin \omega t + v \cos \omega t = \rho \cos (\omega t - \varphi),$$

где

$$\rho^2 = U^2 + V^2 \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{U}{V} = (\Delta\omega) T_2 = \frac{\Delta\omega}{\delta_2}$$

(обозначения здесь и ниже обычные [6]).

Пусть $A \sin(\ t + \psi)$ — опорное напряжение для СД, тогда управляющий сигнал $\varepsilon \sim \rho A \sin(\varphi + \psi)$.

Если в системе нет ограничителя и $\psi = 0$, то

$$\varepsilon \sim \rho A \sin \operatorname{arctg} \frac{U}{V} \equiv AU. \tag{1}$$

При наличии амплитудного ограничителя перед СД сигнал на выходе СД записывается в виде

$$\varepsilon_1 \sim \rho_0 A \sin \operatorname{arctg} \frac{U}{V}, \tag{2}$$

где $\rho_0 (\tau)$ — амплитуда первой гармоники напряжения [7] на выходе ограничителя, с уровнем ограничения B. $(\pi - 2\tau)$ — угол отсечки, $\tau = \arcsin \frac{B}{\rho}$:

$$\rho_0 = 2\rho \frac{\tau}{\pi} + 2 \frac{B}{\pi} \cos \tau. \tag{3}$$

В случае малых уровней ограничения

$$\tau \ll 1 \tag{4}$$

и $\rho_0 \simeq \frac{2B}{\pi} = \text{const}$, а управляющее напряжение:

$$\varepsilon_1 \sim \frac{U/V}{\sqrt{1 + (U/V)^2}} \equiv \frac{\Delta\omega}{\sqrt{(\Delta\omega)^2 + \delta_2^2}}. \tag{5}$$

Выражение (5) описывает форму стационарного сигнала ошибки на выходе СД в зависимости от расстройки $\Delta\omega$. Так как сигнал ошибки (5) отличается от всех известных из литературы сигналов ошибки, используемых в пассивных спиновых стабилизаторах, то и СС$\overline{\text{Д}}$ имеет свои индивидуальные характеристики, не совпадающие с характеристиками остальных видов СС.

В выражении (5) отсутствует зависимость ε_1 от H_1, однако (5) справедливо лишь в приближении (4). Поэтому, когда $\rho(H_1) \sim B$, управляющее напряжение будет определяться выражением (2) с учетом (3), а при $\rho(H_1) < B$ — выражением (1), и в последнем случае характеристики СС$\overline{\text{Д}}$ полностью совпадают с характеристиками ССД.

При выполнении условия (4) передаточная функция датчика ошибки, включающего спин-систему, амплитудный ограничитель и синхронный детектор имеет вид:

$$W = \frac{\delta}{\sqrt{(\Delta\omega)^2 + \delta^2}} \times$$

$$\times \frac{S^2 + 2\delta S + \delta^2 \left(1 + \frac{\gamma^2 H_1^2}{\delta^2 + (\Delta\omega)^2}\right)}{S^3 + 3S^2\delta + S\,[3\delta^2 + \gamma^2 H_1^2 + (\Delta\omega)^2] + \delta\,[\delta^2 + \gamma^2 H_1^2 + (\Delta\omega)^2]}, \tag{6}$$

где S — оператор Лапласа.

Анализ СС$\overline{\text{Д}}$ с учетом (6) при частотно-независимой цепи обратной связи показывает, что СС$\overline{\text{Д}}$ не имеет апериодических или колебательных границ устойчивости, характерных для ССД; вид переходных процессов в ССД близок к виду переходных процессов в стабилизаторе с использованием сигнала ошибки $\sim \varphi$ (ССФ); статический коэффициент стабилизации

$$K_0 = \frac{k\delta^2}{\sqrt{(\Delta\omega)^2 + \delta^2}\,(\delta^2 + (\Delta\omega)^2)} \tag{7}$$

отличается от статических коэффициентов стабилизации $СС\overline{Д}$ и ССФ.

В случае работы ССД при нулевых расстройках ($\Delta\omega=0$) передаточная функция (6) упрощается:

$$W_{\Delta\omega=0} = \frac{1}{S+\delta} \tag{8}$$

и с точностью до множителя совпадает с передаточными функциями для ССД и ССФ при нулевой расстройки. Поэтому при работе в центре линии характеристики ССД совпадают с характеристиками остальных видов СС [8].

Анализ работы $СС\overline{Д}$ при частотно-зависимом радиотракте при работе в центре линии проведен в [3], где использована передаточная функция датчика ошибки, совпадающая с (8).

Таким образом, $СС\overline{Д}$ представляет собой стабилизатор, характеристики которого отличаются от характеристик всех известных видов стабилизаторов. В частном случае работы в центре линии ($\Delta\omega=0$) характеристики $СС\overline{Д}$ совпадают с характеристиками других видов стабилизаторов.

Авторы признательны А. Сюгису за полезную дискуссию по вопросам, затронутым в сообщении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Packard M. E. Rev. Sci. Instr., **19**, 435, 1948.
2. Baker E., Burd L. Rev. Sci. Instr., **28**, 315, 1957.
3. Сюгис А. «Изв. АН ЭССР», **18**, № 3, 1969.
4. Коткин А. Л., Умарходжаев Р. М. «Изв. вузов», **14**, № 12, 1971.
5. Умарходжаев Р. М., Коткин А. Л. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., **13**, № 5, 1972.
6. Эндрю Э. Ядерный магнитный резонанс. М., 1957.
7. Блакьер О. Анализ нелинейных систем. М., 1969.
8. Коткин А. Л. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 14, № 1, 1973.

Поступила в редакцию
20.3 1972 г.

НИИЯФ

УДК 548.3

С. К. ГОДОВИКОВ, Р. Н. КУЗЬМИН

ПРОБЛЕМА «ПРОЗРАЧНОСТИ» МЁССБАУЭРОВСКОГО γ-ИСТОЧНИКА Co^{57}

В настоящее время возникла потребность в мёссбауэровских источниках Fe^{57} с активностями ~ 1 *кюри/см²* и более. Это вызвано в основном развитием исследований по дифракции мёссбауэровских γ-квантов. Нами [1—2] были предложены и исследованы источники на основе сплавов с содержанием кобальта до 75 ат. %, способные в принципе обеспечить увеличение удельной активности до нескольких десятков *кюри/см²*, в виде интерметаллических соединений CoBe, CoAl, CoSl или твердых растворов Co+80 ат. %. Rh, Co+25 ат. % Cr. Источники исследовались на малоактивных моделях, в которых содержание Co^{57} в смеси с Co^{59} составляло $5 \cdot 10^{-5}$%. Параметры источников следующие: ширина линий испускания $\Gamma_s = (2—3)\Gamma$, вероятности эффекта Мёссбауэра при 293° K и $f = 0{,}7—0{,}8$.

При переходе от модельного источника к высокоактивному возникают нежелательные явления, связанные с эффектом накопления Fe^{57} при распаде Co^{57}.

1. Интенсивность излучения, выходящего из источника, спадает со временем по закону более крутому, чем экспоненциальный. Эта интенсивность в зависимости от толщины источника, имеющего однородное распределение излучаемых ядер, записывается в виде