

ля преломления воздуха, для которых на указанной трассе имеет место переход к режиму сильных флуктуаций излучения. При этом параметры принимаемого излучения вычислялись по известным формулам для плоской волны [7].

На рис. 1 приведены зависимости среднего значения функции $F(\beta_p)$ от угла расстройки между принимаемым и гетеродинным пучками для длин волн 0,63 и 10,6 мкм в отсутствие (кривые 1) и при наличии (кривые 2) турбулентности при приеме апертурой, равной r_0 . Легко видеть, что наличие турбулентности несколько снижает требования к настройке гетеродинного приемника. Так, для сохранения величины выходного сигнала на уровне 0,7 от максимальной точность настройки на длине волны 10,6 мкм при отсутствии турбулентности должна быть не хуже 20 мкрад, а при ее наличии — не хуже 23 мкрад. Для длины волны 0,63 мкм эти величины соответственно равны 5 и 6 мкрад.

Исследовалось также влияние угла расстройки на величину нормированной дисперсии выходного сигнала:

$$\sigma_{\Delta}^2_{\text{норм}} = \sigma_A^2/\bar{A}^2 = \sigma_a^2/\bar{a}^2 + \sigma_F^2/\bar{F}^2 = s^2 + \sigma_F^2/\bar{F}^2, \quad (6)$$

где σ_A^2 — дисперсия выходного сигнала; $\bar{A}$ — среднее значение сигнала; s^2 — дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды; σ_F^2 — дисперсия флуктуаций функции $F(\beta_p)$.

Рис. 2 показывает зависимость $\sigma_{\Delta}^2_{\text{норм}}$ от нормированного угла расстройки α_p/σ_a при размере апертуры r_0 . Рассогласование фронтов принимаемого и гетеродинного пучков до значений σ_a приводит к увеличению $\sigma_{\Delta}^2_{\text{норм}}$ в полтора раза по сравнению с полным согласованием. Среднеквадратичные значения флуктуаций углов прихода для рассматриваемой трассы составляют для длин волн 10,6 и 0,63 мкм 16,5 и 4 мкрад соответственно.

Таким образом, при наличии турбулентности критичность настройки гетеродинного приемника атмосферной ОЛС, определяемая по среднему значению выходного сигнала, остается практически такой же, как и при отсутствии турбулентности. Однако увеличение угла расстройки приводит к заметному росту нормированной дисперсии выходного сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шереметьев А. Г., Толпарев Р. Г. Лазерная связь.— М., 1974.
2. Фрид Д. Л.— ТИИЭР, 1967, т. 55, № 1, с. 62.
3. Fried D. L.— IEEE J. Quant. Electron., 1967, v. QE-3, p. 213.
4. Fried D. L.— J. Opt. Soc. Amer., 1965, v. 55, p. 1427.
5. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника.— М., 1966.
6. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М., 1967.
7. Керр, Титтертон, Кремер, Кук.— ТИИЭР, 1970, т. 58, № 10, с. 305.

Поступила в редакцию
18.06.80.

Кафедра ядерной физики и мирного использования атомной энергии

УДК 538.11.8

В. Н. ЛИНЕВ, В. Б. МОЧАЛЬСКИЙ,
В. А. МУРАВСКИЙ, Е. Я. ФУРСА

РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРОВ ЭПР С ПЕРЕМЕННОЙ СКОРОСТЬЮ РАЗВЕРТКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для регистрации спектров ЭПР обычно применяются линейная развертка магнитного поля и интегрирование сигнала [1]. При этом величина постоянной времени схемы интегрирования выбирается, исходя из отношения сигнал/шум для регистрируемого сигнала, а скорость развертки определяется величиной вносимых интегрированием искажений спектральных линий. Как показано в работах [1, 2], искажения спектральной линии зависят от четырех параметров: амплитуды развертки магнитного поля ΔH_p , ширины линии $\Delta H_{\text{лн}}$, постоянной времени системы регистра-

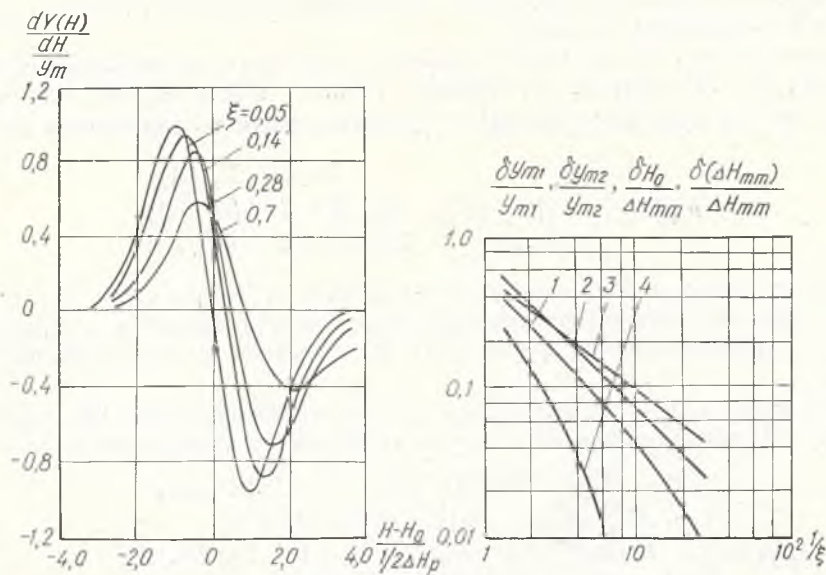


Рис. 1. Искажения при линейной развертке магнитного поля формы линии ЭПР и ее параметров $\delta Y_{m1}/Y_{m1}$, $\delta Y_{m2}/Y_{m2}$, $H_0/\Delta H_{mm}$, $\delta(\Delta H_{mm})/\Delta H_{mm}$ (1, 2, 3, 4 соответственно)

ции τ и времени развертки t_p , которые могут быть сведены в один параметр ξ :

$$\xi = \Delta H_p \cdot \tau / (\Delta H_{mm} \cdot t_p). \quad (1)$$

На рис. 1 показана зависимость искажений линии поглощения от величины ξ . Пользуясь приведенными данными, можно, задаваясь величиной относительных искажений спектральной линии, определить условия регистрации (т. е. соотношение между указанными параметрами). Поскольку при выборе условий регистрации необходимо знать величины ΔH_p и ΔH_{mm} , для их определения требуется предварительная запись линии. Это усложняет процесс измерений и соответственно увеличивает время измерений, что особенно нежелательно в случае регистрации спектров ЭПР короткоживущих веществ.

Упростить процесс измерений и уменьшить общее время регистрации спектров можно, если связать скорость развертки магнитного поля с параметрами регистрируемого сигнала. Примером реализации такой связи является регистрация сигналов ЭПР, при которой скорость развертки магнитного поля H_t обратно пропорциональна модулю производной регистрируемого сигнала. Для случая регистрации первой производной сигнала поглощения Y'_H имеем:

$$H_t' = A / |Y_H''|, \quad (2)$$

где A — коэффициент пропорциональности, который, как будет видно далее, характеризуется постоянной времени τ и величиной искажений. Уравнение (2) является дифференциальным уравнением относительно H и t . Его решение относительно H позволяет определить закон изменения магнитного поля во времени.

Разделяя переменные и интегрируя, получаем:

$$t = \begin{cases} Y_H'/A, & 0 \leq H < H_{m1}, \\ -Y_H'/A + 2Y_m/A, & H_{m1} \leq H < H_{m2}, \\ Y_H'/A + 4Y_m/A, & H_{m2} \leq H < \infty, \end{cases}$$

где H_{m1} и H_{m2} — значения напряженности магнитного поля, соответствующие экстремумам сигнала Y_H' ; Y_m — амплитуда сигнала первой производной.

На рис. 2 приведено изменение величины магнитного поля во времени для гауссовой формы линии.

Легко видеть (и это весьма важно), что время регистрации сигнала $t'_p = 4Y_m/A$ не зависит от формы линии. Поступающий на RC -цепочку сигнал, пропорциональный Y'_H , можно найти из выражения (2):

$$F(t) = \begin{cases} At, & 0 \leq t < Y_m/A, \\ -At + 2Y_m, & Y_m/A \leq t \leq 3Y_m/A, \\ At - 4Y_m, & 3Y_m/A < t \leq 4Y_m/A. \end{cases} \quad (3)$$

Форма сигнала $F(t)$ изображена на рис. 2. Таким образом, задача вычисления искажений регистрируемого сигнала сводится к определению искажений сигнала формы (3) RC -цепочкой с заданной величиной τ .

Используя основные положения теории линейных цепей [3], легко показать, что сигнал после RC -цепочки будет иметь следующий вид:

$$F_\tau(t) = \begin{cases} At - A\tau + A\tau \exp(-t/\tau), & 0 \leq t < Y_m/A, \\ -At + 2Y_m + A\tau [1 + \exp(-t/\tau) - 2 \exp((Y_m/A - t)/\tau)], & Y_m/A \leq t \leq 3Y_m/A, \\ At - 4Y_m - A\tau [\exp(3Y_m/(A\tau)) + 1 - 2 \exp(Y_m/(A\tau))] \exp(-t/\tau), & 3Y_m/A < t \leq 4Y_m/A. \end{cases} \quad (4)$$

Находя значения t_m , соответствующие максимумам $F_\tau(t)$, и подставляя их в (4), определяем абсолютные искажения амплитуды сигнала в экстремумах:

$$\begin{aligned} \delta Y_{m1} &= Y_{m1} - F_\tau(t_{m1}) = A\tau \ln(2 - \exp(-Y_m/(A\tau))), \\ \delta Y_{m2} &= Y_{m2} - F_\tau(t_{m2}) = A\tau \ln[2 + \exp(-3Y_m/(A\tau))] - \\ &\quad - 2 \exp(-2Y_m/(A\tau)). \end{aligned} \quad (5)$$

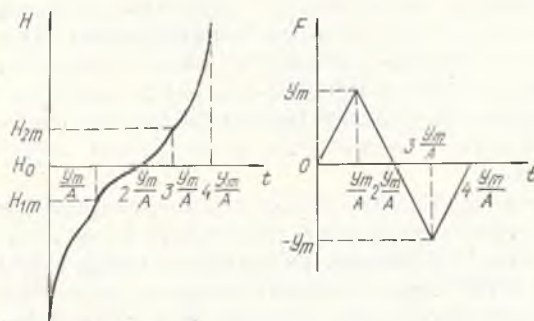


Рис. 2. Закон изменения магнитного поля и форма сигнала ЭПР на входе RC -цепи при переменной скорости развертки

Выражения (5) показывают, что абсолютные искажения первого и второго экстремумов сигнала ЭПР при фиксированных значениях τ и A увеличиваются с ростом амплитуд экстремумов до величин $A\tau$ порядка 7—10, а затем остаются практически постоянными (т. е. не зависят от амплитуды сигнала).

Из условия максимума δY_m можно определить коэффициент A : $A = (\delta Y_m)_{\max} / (\tau \ln 2)$.

Смещение центра линии поглощения при регистрации $\Delta t_0 = t - 2Y_m/A$ может быть оценено следующим образом. Приравняем к нулю выражение для функции $F_\tau(t)$ на участке $t_{m1} < t < t_{m2}$. Это приведет к уравнению $[1 - \exp(-Y_m/(A\tau))]^2 = 1 - \exp(\Delta t_0/\tau) + \Delta t_0 \exp(\Delta t_0/\tau)/\tau$, решение которого, дающего зависимость Δt_0 от Y_m , может быть найдено численными методами.

Мерой увеличения ширины спектральной линии может служить задержка распространения максимумов сигнала. Используя выражение для формы сигнала после RC -цепи (4), можно показать, что максимальная разность между временем задержки первого и второго максимумов составляет $0,086\tau$, т. е. смещения обоих экстремумов относительно истинных положений практически равны. Следовательно, ширина сигнала изменяется незначительно.

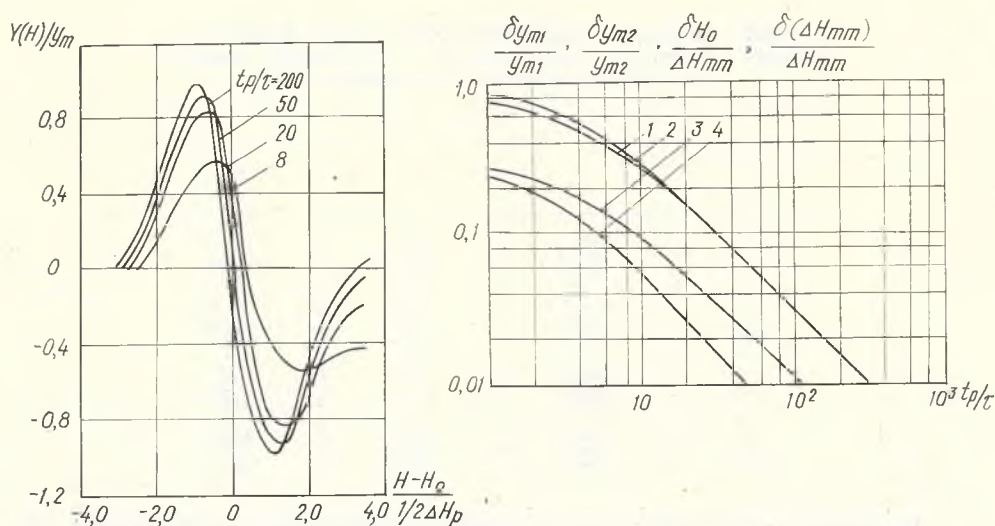


Рис. 3. Искажения при развертке с переменной скоростью формы линии ЭПР и параметров сигнала $\delta Y_{m1}/Y_{m1}$, $\delta Y_{m2}/Y_{m2}$, $\delta H_0/\Delta H_{mm}$, $\delta(\Delta H_{mm})/\Delta H_{mm}$ (1, 2, 3, 4 соответственно)

На рис. 3 изображены зависимости относительных искажений амплитуд первого и второго максимумов, а также положения и ширины спектральной линии (кривые 1, 2, 3 и 4 соответственно) от отношения t_p/τ .

Выражение для формы линии также можно записать, введя в него отношение t_p/τ , тогда форма линии будет иметь вид, приведенный на рис. 3.

В широком диапазоне искажений наблюдается пропорциональная зависимость между относительными искажениями различных параметров линии, что упрощает на практике проведение численной их оценки (см. рис. 3). Из сравнения искажений параметров спектральной линии в случае линейной и переменной скоростей развертки магнитного поля (см. рис. 1 и рис. 3) видно, что при одинаковых искажениях первого максимума линии искажения остальных параметров значительно меньше при развертке с переменной скоростью. Некоторое отклонение от этой зависимости наблюдается только для ширины линии (кривые 4) в области малых искажений (менее 2 %), величиной которых обычно пренебрегают.

В случае регистрации слабых сигналов, когда амплитуда шумов сравнима с амплитудой сигнала ЭПР, шумы будут заметно влиять на работу устройства адаптивной регистрации; при этом форма сигналов искажается шумами точно так же, как и в обычных системах регистрации. Единственным вопросом, требующим рассмотрения в данном случае, является влияние шумов на скорость развертки магнитного поля и связанное с этим изменение времени записи спектральной линии.

В присутствии шумов вместо (1) имеем $H'_i = A/|Y''_H + U|$, где U — амплитуда шума в канале измерения второй производной регистрируемого сигнала.

Вычисляя среднеквадратичное значение величины t'_H , получаем $\overline{(t'_H)^2} = ((Y''_H)^2 + \sigma^2)/A^2$, где σ — дисперсия шума.

Таким образом, в присутствии шумов уменьшается скорость развертки магнитного поля, и отношение скоростей развертки при регистрации неинформативных участков спектра и во время записи спектральных линий равно отношению сигнал/шум для регистрируемого сигнала.

Время регистрации одиночной спектральной линии при линейной развертке (числитель) и с переменной скоростью развертки (знаменатель) магнитного поля

ΔH_P , кА/м	$\delta Y_m / Y_m$, %		
	3	10	20
0,8	650	200	65
	130	40	13
1,6	1300	400	130
	130	40	13
4,0	3250	1000	325
	131	41	14
8,0	6500	2000	650
	133	43	16

В таблице приведено для сравнения рассчитанное по формулам (1) и (2) время регистрации одиночной спектральной линии шириной $\Delta H_{mm} = 80$ А/м при разных амплитудах развертки ΔH_P и относительных амплитудных искажениях $\delta Y_m / Y_m$ при использовании двух типов разверток магнитного поля. Таблица составлена для сигнала с отношением сигнал/шум 10, постоянной времени $\tau = 1$ с и максимальной скорости развертки магнитного поля 160 кА/м·мин, которую обеспечивает большинство конструкций электромагнитов. При этом для линейной развертки не учитывались затраты времени на предварительную запись спектра, необходимые для выбора условий регистрации.

Как видно из таблицы, регистрация спектров с переменной скоростью развертки магнитного поля значительно сокращает общее время записи, причем выигрыш во времени существенно возрастает при регистрации сложных спектров, которые состоят из набора далеко отстоящих одиночных спектральных линий. В этом случае неинформативные участки спектра регистрируются намного быстрее, чем резонансные, тогда как при линейной развертке регистрация всего спектра осуществляется с одинаковой скоростью.

Следует отметить, что рассмотренная регистрация сигналов с переменной скоростью развертки может быть применена при записи спектров ЯМР, ЯКР и других спектроскопических исследованиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пул Ч. Техника ЭПР-спектроскопии.— М., 1970.
2. Czoch R.— UAM. Ser. fiz., 1975, t. 19, s. 31.
3. Бессонов Л. А. Теоретические основы электротехники.— М., 1978, с. 211.

Поступила в редакцию
28.06.80.

Кафедра ядерной физики и мирного использования атомной энергии

УДК 621.396.963.8

Б. Н. КРАСНОГОЛОВЫЙ

ОЦЕНКА ИСКАЖЕНИЙ МАГНИТНОГО ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА ЗА СЧЕТ ДИСТОРСИИ

В электронно-лучевых трубках (ЭЛТ) с магнитным отклонением луча, широко применяемых в разнообразных по назначению устройствах отображения информации, абберации (искажения) отклонения в значительной степени связаны с неоптимальной формой поверхности экрана ЭЛТ и паразитными параметрами отклоняющей системы (ОС).

Угол отклонения луча в магнитных ЭЛТ зависит от напряженности однородного магнитного поля и отклоняющего тока следующим образом [1—5]: