

02; 07; 12

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ КВАНТОВОГО  
МАГНИТОМЕТРА ПО ПРИНЦИПУ  
ГЕНЕРАТОРА КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТМ.В. Балабас, В.А. Бонч-Бруевич,  
С.В. Провоторов

Действие наиболее чувствительных и точных квантовых магнитометров [1-3] основано на измерении частоты узкой (шириной в несколько герц) изолированной линии ЭПР-спектра основного состояния атомов изотопов щелочных металлов ( $^{39}\text{K}$ ,  $^{41}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ). Спектр состоит из шести линий. Две из них принадлежат состоянию с  $F=1$ , четыре - состоянию с  $F=2$ . Положение линий определяется формулой Брейта-Раби, и их частота нелинейно зависит от величины магнитной индукции. В слабом поле можно ограничиться квадратичным по полю приближением. В этом случае частотные расстояния  $\omega$  между соседними линиями, соответствующими одному и тому же значению  $F$ , равны и связаны с величиной магнитной индукции  $B$  соотношением

$$\omega = 2GB^2,$$

где  $G$  - постоянная для данного изотопа величина [4]. В геомагнитном поле ( $\sim 50$  мкТл)  $\omega = 1000, 500$  и  $40$  Гц для изотопов  $^{41}\text{K}$ ,  $^{39}\text{K}$  и  $^{87}\text{Rb}$  соответственно.

Измерительная часть магнитометров на узкой изолированной линии представляет собой кольцо автоподстройки частоты внешнего генератора радиополя к частоте выбранной линии спектра ЭПР, причем сигнал ошибки (частотной расстройки) формируется из фазового сдвига сигнала вынужденной прецессии магнитного момента атомов рабочего вещества [1].

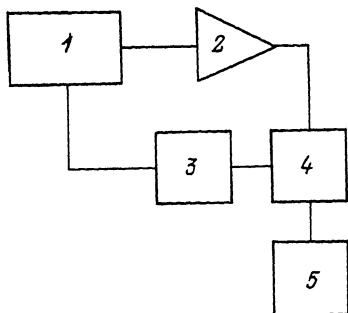


Рис. 1. Упрощенная функциональная схема магнитометра. 1 - первичный преобразователь, 2 - усилитель, 3 - фазовращатель, 4 - балансный смеситель, 5 - генератор.

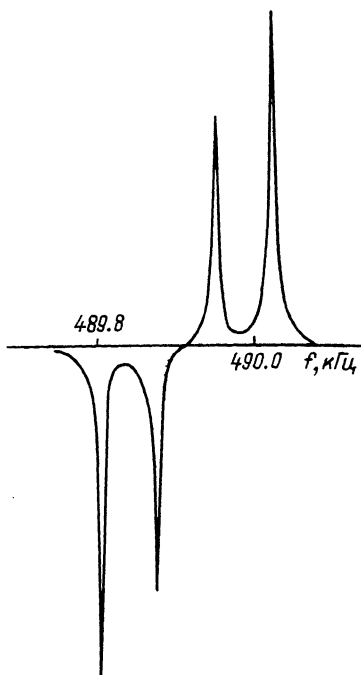


Рис. 2. Спектр ЭПР для состояния  $F = 2$   $^{87}\text{Rb}$  в  $D_2$ -линии ( $B = 70$  мкТл).

Магнитометрам, построенным по такой схеме, присущ ряд эксплуатационных недостатков. Во-первых, если по какой-то причине генератор радиополя значительно расстроен относительно частоты рабочей линии, то система автоподстройки не действует. В частности, если в момент включения магнитометра нет априорных сведений о величине индукции поля, то трудно определить, как нужно настроить генератор, чтобы возбудить резонанс. Во-вторых, для установления однозначного соответствия регистрируемой частоты величине магнитной индукции требуется дополнительный контроль за тем, на какой из линий ЭПР функционирует схема.

От первого недостатка практически избавлены самогенерирующие магнитометры, собранные по схеме так называемого „спинового генератора“ [4]. Однако от второго недостатка традиционный спиновый генератор на группе разрешенных линий ЭПР не свободен.

В настоящей заметке показано, что можно в значительной степени избавиться от недостатков схемы с внешним генератором [1], реализовав двухчастотную генерацию по схеме генератора комбинационных частот [5] на крайних линиях спектра ЭПР, соответствующих  $F = 2$ .

На рис. 1 приведена упрощенная функциональная схема „комбинационного“ магнитометра. Помимо первичного преобразователя индукции она включает в себя усилитель, фазовращатель, балансный смеситель и генератор. Если последний настроен на частоту  $\Omega$ ,

равную разности частот  $f_1$  и  $f_4$  крайних линий спектра ЭПР в состоянии  $F = 2$ , т.е.  $\Omega = 6gB^2$ , то генерация в петле обратной связи возникает только на частотах этих крайних линий, т.к. никакие другие сигналы в спектре ЭПР не возбуждаются.

Такая схема была опробована при индукциях  $B = 50$  мкТл и  $70$  мкТл на изотопе  $^{87}\text{Rb}$  ( $g = 71.8 \cdot 10^8$  Гц/Тл<sup>2</sup>). Для того чтобы получить одинаковые зависимости величин сигналов от радиополя на линиях, участвующих в генерации, в ансамбле атомов  $^{87}\text{Rb}$  производилось выстраивание в основном состоянии посредством облучения поперечным к полю линейнополяризованным излучением  $D_2$  (или  $D_1$ ) линии  $^{85}\text{Rb}$ . Сигнал резонанса регистрировался в прошедшем свете по методу фарадеевского вращения плоскости поляризации. Спектр ЭПР, соответствующий выстраиванию для состояния с  $F = 2$ , зарегистрированный с помощью стандартной техники синхронного детектирования, приведен на рис. 2. Наличие генерации на частотах  $f_1$  и  $f_4$  в петле обратной связи регистрировалось спектроанализатором.

В комбинационном магнитометре результат измерения индукции удобно иметь в виде  $B = f/\gamma$ , где  $f = (f_1 + f_4)/2$  и  $\gamma$  — постоянная величина для данного рабочего вещества (с точностью до поправок третьего порядка по полю). Отметим, что полусумма частот  $f_1$  и  $f_4$  не подвержена световому сдвигу, т.к. линейно поляризованный луч в схеме с выстраиванием сдвигает частоты  $f_1$  и  $f_4$  на одинаковую величину, но в противоположные стороны. Аналогичным образом осуществляется и полная компенсация полевых сдвигов.

Анализируя преимущества описываемой схемы, нетрудно видеть, что здесь генератор частоты  $\Omega$  нужно перестраивать в значительно более узком диапазоне по сравнению с шириной линии ЭПР, чем генератор в магнитометре [1]. Более того, при сравнительно небольших вариациях индукции его вообще не нужно перестраивать. Например, для  $^{87}\text{Rb}$  в поле  $B = 50$  мкТл вариация в  $100$  нТл изменяет частоту  $\Omega$  на  $\sim 0.5$  Гц, что существенно меньше ширины линии резонанса и не приведет к срыву генерации в петле обратной связи.

При работе „комбинационного“ магнитометра в широком диапазоне геофизических полей потребуется специальный контроль за частотой  $\Omega$ . Контроль и автоматическая коррекция частоты  $\Omega$  может производиться либо программным методом, т.к.  $\Omega \sim f^2/\gamma^2$ , либо с помощью специального устройства, управляющего частотой  $\Omega$  по фазовым сдвигам в сигналах на частотах  $f_1$  и  $f_4$ , или по фазовым сдвигам между частотой  $\Omega$  и разностной частотой  $f_1 - f_4$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Александров Е.Б., Балабас М.В., Бонч-Бруевич В.А., Провоторов С.В., Якоб-

сон Н.Н. В кн.: Геомагнитные измерения и приборы. М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 5.

- [2] Александров Е.Б., Балабас М.В., Бонч-Бруевич В.А. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 12. С. 749.
- [3] Александров Е.Б., Балабас М.В., Бонч-Бруевич В.А. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 24. С. 1501.
- [4] Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.
- [5] Карпов М.В., Кулешов В.Н., Уткин Г.М. Теория колебаний в радиотехнике. М.: Наука, 1984. 320 с.

Поступило в Редакцию  
27 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 8

26 апреля 1989 г.

05.2; 12

## РЕНТГЕНОВСКАЯ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВАЯ ПЛАСТИНКА НА ОСНОВЕ ДИСЛОКАЦИОННОГО КРИСТАЛЛА

Н.М. О л е х н о в и ч, А.В. П у ш к а р е в

В последнее время расширяются исследования по дифракционной поляризации рентгеновских лучей, представляющие интерес для развития рентгеновской поляриметрии и дифракционно-поляризационного анализа реальных кристаллов. В этой связи возникает проблема анализа состояния поляризации произвольно поляризованных рентгеновских пучков. Как и в оптике видимого света, однозначное определение характеристик поляризации рентгеновского излучения в общем случае может быть выполнено только с помощью поляриметра, включающего анализатор и фазовый компенсатор (в частности, четвертьволновую пластинку), вносящий известную разность фаз между  $\sigma$ - и  $\pi$ -компонентами анализируемого пучка ( $\sigma$ -компонента электрического вектора волны перпендикулярна, а  $\pi$ -компонента параллельна плоскости рассеяния). Без фазового компенсатора, например, нельзя отличить пучок с круговой поляризацией от полностью деполаризованного пучка.

Фазовый компенсатор для рентгеновского диапазона в принципе может быть построен на явлении дифракционного двупреломления в совершенном кристалле [1]. При Лауэ-дифракции в таком кристалле  $\sigma$ - и  $\pi$ -компоненты распространяются с разной фазовой скоростью. В результате на выходе между указанными когерентными компонентами как в проходящем, так и в дифрагированном пучках возникает