

ДВУХЧАСТОТНАЯ ПРЕЦЕССИЯ МЮНИЯ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

И. И. Гуревич, Б. А. Никольский, В. И. Селиванов

В работе рассматривается изменение поляризации $P(t)$ μ^+ -мезона мюония в поперечном (перпендикулярном к спину μ^+ -мезона) магнитном поле B . В этих условиях состояние мюония не является стационарным, а представляет собой суперпозицию состояний с различными энергиями. Общий вид временной зависимости $P(t)$ для такого случая получен в работе [1]. В настоящей статье указывается на некоторые специфические особенности $P(t)$ в сильных поперечных магнитных полях, которые могут быть использованы для определения частоты ω_0 сверхтонкого расщепления атома мюония в веществе.

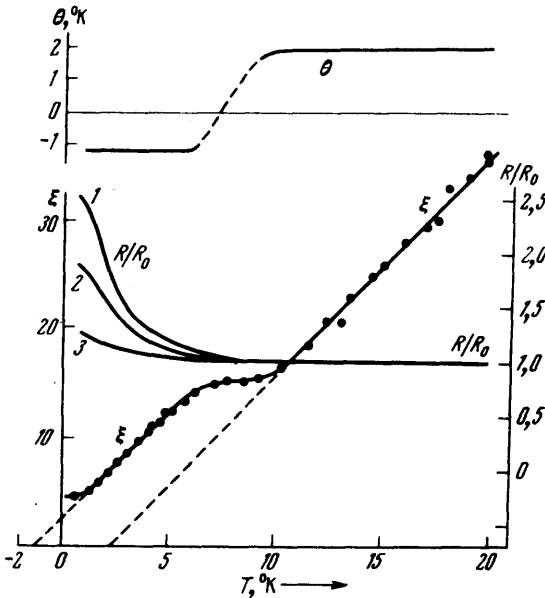


Рис. 1. Диаграмма Брайта — Раби для термов мюония в магнитном поле. Стрелками указаны частоты ω_{12}, ω_{23} и ω_{12}, ω_{34} , определяющие двухчастотную прецессию соответственно при малых ($B \ll B_0$) и больших ($B \gg B_0$) полях. На рисунке указаны квантовые числа, определяющие состояние атома мюония в малых ($B \ll B_0$) и больших ($B \gg B_0$) полях. В области $B \ll B_0$ хорошими квантовыми числами являются полный

момент мюония l и его проекция m на направление поля B . В области $B \gg B_0$ — проекции спинов отдельно μ^+ -мезона и электрона

На рис. 1 схематически изображена зависимость частот $\omega = E/\hbar$ собственных состояний атома мюония от величины внешнего магнитного поля B . Полученное в работе [1] выражение для $P(t)$ имеет вид:

$$P(t) = \frac{1}{4} \left\{ [\cos \omega_{12}t + \cos \omega_{23}t + \cos \omega_{14}t + \cos \omega_{34}t] + \right. \\ \left. + \frac{B(1 + \xi)}{\sqrt{B_0^2 + B^2(1 + \xi)^2}} [\cos \omega_{12}t - \cos \omega_{23}t - \cos \omega_{14}t + \cos \omega_{34}t] \right\}. \quad (1)$$

Приведенные здесь частоты переходов ω_{ik} равны:

$$\begin{aligned}\omega_{12} &= \frac{\omega_0}{2} + \omega_- - \sqrt{\frac{\omega_0^2}{4} + \omega_+^2} . \\ \omega_{23} &= -\frac{\omega_0}{2} + \omega_- + \sqrt{\frac{\omega_0^2}{4} + \omega_+^2} . \\ \omega_{14} &= \frac{\omega_0}{2} + \omega_- + \sqrt{\frac{\omega_0^2}{4} + \omega_+^2} . \\ \omega_{34} &= \frac{\omega_0}{2} - \omega_- + \sqrt{\frac{\omega_0^2}{4} + \omega_+^2} .\end{aligned}\quad (2)$$

где $\omega_{\pm} = \omega(1 \pm \xi)$, $\xi = M_e/M_{\mu} = 1/203$ – отношение масс электрона и μ^+ -мезона, $\omega = eB/2M_e c$ – частота ларморовской прецессии атома мюония в поле B ; поле B_0 определяется выражением $B_0 = \omega_0(M_e c/e)$ и представляет собой магнитное поле, которое μ^+ -мезон создает на электроны мюония.

Выражение (1) для $P(t)$ существенно упрощается для случаев $B \ll B_0$ – область эффекта Зеемана и $B \gg B_0$ – область эффекта Пашена – Бака.

Случай $B \ll B_0$ подробно исследован в работе [1] и приводит к выражению:

$$P_1(t) \cong \frac{1}{4} [\cos \omega_{12} t + \cos \omega_{23} t] = \frac{1}{2} \cos \omega t \cos \Omega_1 t . \quad (3)$$

Здесь $\omega = eB/2M_e c$ – несущая частота,

$$\Omega_1 \approx \frac{\omega^2}{\omega_0} \sim B^2 \quad (4)$$

частота модуляций или биений. Выражение (3) для $P_1(t)$, названное двухчастотной прецессией, является приближением, где опущены члены, изменяющиеся с частотами ω_{14} и ω_{34} , которые при полях $B \ll B_0$ существенно больше частот ω_{12} и ω_{23} и обычно не регистрируются. Двухчастотная прецессия мюония в полях $B \ll B_0$ была экспериментально наблюдена в ряде веществ [1].

Любопытно, и в этом состоит содержание статьи, что случай $B \gg B_0$ как это следует из (1), также приводит к двухчастотной прецессии:

$$P_2(t) \cong \frac{1}{2} [\cos \omega_{12} t + \cos \omega_{34} t] = \cos \frac{\omega_0}{2} t \cos \Omega_2 t . \quad (5)$$

Здесь

$$\Omega_2 = \frac{\omega_{34} - \omega_{12}}{2} \cong 2\xi\omega + \frac{\omega_0^2}{8\omega} , \quad (6)$$

где $2\xi\omega = \omega_{\mu} = \frac{eB}{M_{\mu} c}$ – частота ларморовской прецессии μ^+ -мезона

в поле B . Таким образом, в двухчастотной прецессии (5) несущая частота не зависит от внешнего магнитного поля и равна $\omega_0/2$. Соотношение (6) определяет модулирующую частоту Ω_2 и ее зависимость от внешнего магнитного поля B . Зависимость (6) $\Omega_2(B)$ не является монотонной и изображена на рис. 2. Величина $\Omega_2(B)$ с ростом B сначала падает, достигая при $\tilde{B} = \frac{1-\xi}{1+\xi} \frac{B_0}{2\sqrt{\xi}}$ своего минимального

значения $\Omega_{min} = \sqrt{\xi}\omega_0$, а затем начинает увеличиваться. При этом в полях $B \ll \tilde{B}$ $\Omega_2 \cong (\omega_0^2/8\omega) \sim 1/B$, а в полях $B \gg \tilde{B}$ $\Omega_2 \cong 2\xi\omega \sim B$ и достигает значения $\Omega_2(B^*) = \omega_0/2$ при $B^* = (1-\xi)B_0/2\xi$, которое соответствует пересечению термов ω_1 и ω_2 (см. рис. 1), т. е. случаю "остановки прецессии" μ^+ -мезона мюония [1]. Когда поле $B \rightarrow B^*$ и $\Omega_2 \rightarrow \omega_0/2$, $P(t) \rightarrow (1 + \cos \omega_0 t)/2$. При плохом разрешении детектирующего прибора член $\cos \omega_0 t$, усредняясь, зануляется и $P(t) = \frac{1}{2} = \text{const}$ — остановка прецессии. При хорошем раз-

решении наблюдается прецессия с частотой ω_0 .

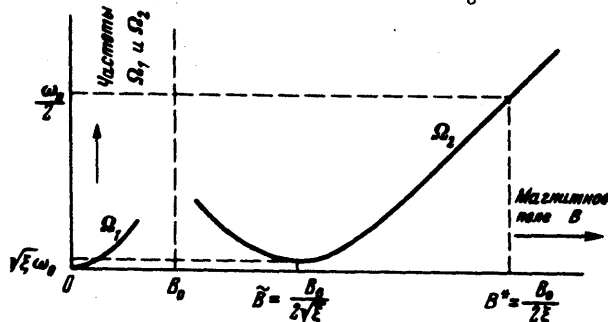


Рис. 2. Зависимость от поперечного магнитного поля B модулирующих частот Ω_1 и Ω_2 в выражениях (3) и (5) для двухчастотной прецессии соответственно в малых ($B \ll B_0$) и больших ($B \gg B_0$) магнитных полях. Масштаб произвольный

Для вакуумного значения ω_0 $B_0 = 1594$ кс, $\tilde{B} = 11,3$ ккс и $B^* = 164$ ккс. Поле \tilde{B} при котором частота ω_{12} достигает максимума, а частота ω_{34} минимума, было использовано в работе [2] для прецизионного определения частоты ω_0 мюония в вакууме. Выражение (5) для двухчастотной прецессии в области Пашена — Бака характеризуется двумя частотами ω_{12} и ω_{34} , отвечающими прецессии μ^+ -мезона мюония: $\Delta m_\mu = \pm 1$, $\Delta m_e = 0$ (m_μ и m_e — проекции спинов μ^+ -мезона и электрона). Выпадение из выражения (5) для $P_2(t)$ частот ω_{23} и ω_{14} ($\Delta m_\mu = 0$, $\Delta m_e = \pm 1$) связано с усреднением магнитного поля электрона мюония, обусловленного быстрой прецессией его спина во внешнем поле B .

Наблюдение прецессии (5) позволяет с большой точностью определять частоту ω_0 в веществе, особенно когда время жизни мюония мало. Может показаться, что экспериментальное изучение двухчас-

тотной прецессии при $B \gg B_0$ требует недостижимого сейчас временного разрешения. Однако это не так. Для мюония в вакууме несущая частота $\omega_0/2 = 1,403 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ действительно достаточно велика. Однако, для мюония в среде частота ω_0 уменьшается. Так, например, для германия $\omega_0/2 = (0,811 \pm 0,031) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ [1], что соответствует периоду прецессии $T = 0,78 \text{ нсек}$. Поэтому можно ожидать, что для ряда веществ экспериментальное определение ω_0 при наблюдении двухчастотной прецессии (5) в области Пашена – Бака окажется вполне достижимым.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
10 апреля 1972 г.

Литература

- [1] И.И.Гуревич, И.Г.Ивантер, Е.А.Мелешко, Б.А.Никольский, В.С.Роганов, В.И.Селиванов, В.П.Смилга, Б.В.Соколов, В.Д.Шестаков. ЖЭТФ, 60, 471, 1971.
- [2] R. De Voe, P.M. McIntyre, A. Magnon, D.Y. Stowell, R.A. Swanson, V.L. Telegdi. Phys. Rev. Lett., 25, 1779, 1970.
-