

ВЛИЯНИЕ ПАРАМАГНЕТИЗМА НА ДЕПОЛЯРИЗАЦИЮ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ

В. А. ДЖРБАШЯН

Рассмотрено влияние электронной оболочки мюонных атомов на остаточную поляризацию отрицательных мюонов во внешнем магнитном поле. Полученная общая формула при $H=0$ сводится к известному выражению.

В работе [1] наряду с каскадной теорией деполяризации отрицательных мюонов* был рассмотрен механизм дополнительной деполяризации, который обусловлен взаимодействием мюона в состоянии $1s$ с электронной оболочкой. Это взаимодействие отсутствует, когда полный момент электронной оболочки равен нулю. Однако в конденсированном веществе оно не будет наблюдаться также и в остальных случаях. Последнее обстоятельство, как отмечено в работе [1], обусловлено тем, что в конденсированном веществе влияние соседних атомов и электронов приводит к компенсации магнитного момента электронной оболочки.

Эффект компенсации детально исследовался Яковлевой [4] для веществ с большой концентрацией электронов проводимости и Джураевым и др. [5, 6] для химических соединений. В веществах с большой концентрацией электронов проводимости, каковыми являются графит и металлы, сверхтонкая связь оказывается разорванной наличием сильных кулоновских взаимодействий с электронами проводимости. В молекулярных соединениях «выключение» связи сверхтонкой структуры происходит вследствие вступления мезоатомов в химические реакции.

Попытка обнаружить влияние оболочки в жидком гелии, предпринятая Баклом и др. [7], также закончилась безрезультатно. Естественно, наиболее благоприятными с этой точки зрения являются газообразные мишени. Экспериментальным подтверждением возможности такого влияния является работа Варламова и др. [8], наблюдавших ларморову прецессию полного спина мезоатома μ^-Ne .

Ниже рассматривается теория этого эффекта, являющаяся обобщением подхода [1, 9] на случай наличия внешнего магнитного поля H .

В отсутствие поля H и поля электронной оболочки распределение электронов распада отрицательных мюонов, как известно [10], имеет вид

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \left(1 - \frac{p}{3} \cos \varphi \right), \quad (1)$$

где p — остаточная поляризация, а угол φ отсчитывается от направления поляризации**

* Эта теория затем обсуждалась в работах [2—3].

** Выражение (2) имеет место в системе координат, где поле H направлено по оси z , начальная поляризация отрицательных мюонов направлена по оси x , а ось y составляет с осями z, x правую систему.



При включении магнитного поля перпендикулярно к плоскости, проходящей через направления поляризации мюонов и наблюдения β -электронов, возникает прецессия мюонов с частотой $\omega = g \frac{eH}{2m_\mu c}$ ($g=2$). В результате картина углового распределения смещается на угол ωt :

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \left[1 - \frac{p}{3} \cos(\omega t + \varphi) \right]. \quad (2)$$

Математической основой формулы (2) является появление в матрице плотности множителя $\exp[-i/\hbar (E_{m''} - E_m) t] = \exp[i\omega t (m - m')]$, на который домножается зависящая от магнитных квантовых чисел величина $\exp[i\varphi (m - m')]$.

В работах [1, 9] показано, что в отсутствии внешнего поля учет связи сверхтонкой структуры приводит к следующей модификации формулы (1):

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \left[1 - \frac{p}{3} \sum_F f(F, J) \cos \varphi \right], \quad (3)$$

где

$$f(F, J) = \frac{(2F+1)^2 \left\{ \begin{matrix} F & F & 1 \\ 1/2 & 1/2 & J \end{matrix} \right\}^2}{2J+1} =$$

$$= \frac{(2F+1) \left[F(F+1) + \frac{3}{4} - J(J+1) \right]^2}{6(2J+1)F(F+1)}, \quad (4)$$

$$\sum_F f(F, J) = \frac{1}{3} \left[1 + \frac{2}{(2J+1)^2} \right], \quad (5)$$

J — полный момент электронной оболочки, F — полный момент мезоатома в состоянии $1s$.

Известно, что для нормальных состояний атомов существует эмпирическое правило [11] для нахождения определенного значения J . Оно заключается в следующем. Если электронная конфигурация такова, что в не вполне заполненной оболочке находится не более половины максимально возможного для нее числа электронов, то $J = |L - S|$. Если же оболочка заполнена более чем наполовину, то $J = L + S$.

Однако в мезоатомном эксперименте [8] получено указание на то, что полный момент электронной оболочки может принимать несколько значений, как это имеет место согласно векторной модели. В этом случае из проведенного рассмотрения следует, что выражения (4) и (5) для фактора f в формуле (3) заменяются на выражения

$$f_J(F) = \frac{(2F+1)^2 \left\{ \begin{matrix} F & F & 1 \\ 1/2 & 1/2 & J \end{matrix} \right\}^2}{\sum_J (2J+1)} =$$

$$= \frac{2F+1}{6F(F+1)} \frac{\left[F(F+1) + \frac{3}{4} - J(J+1) \right]^2}{\sum_J (2J+1)} \quad (6)$$

и

$$\sum_{F, J} f_J(F) = \frac{1}{3} \left[1 + \frac{\sum_J \frac{2}{2J+1}}{\sum_J (2J+1)} \right]. \quad (7)$$

Обобщением формулы (3) на случай наличия внешнего магнитного поля является формула

$$N = N_0 e^{-\gamma t} \left\{ 1 - \frac{P}{3} \sum_{F, J} f_J(F) \cos[(\omega_{0F} + \omega_{1F})t + \varphi] \right\}, \quad (8)$$

где

$$\omega_{0F} = \frac{eH}{m_e c} \frac{F(F+1) + \frac{3}{4} - J(J+1)}{2F(F+1)}, \quad (9)$$

$$\omega_{1F} = \frac{eH}{2m_e c} g(J) \frac{F(F+1) + J(J+1) - \frac{3}{4}}{2F(F+1)}, \quad (10)$$

$g(J)$ — g -фактор электронной оболочки.

В случае векторной связи имеем

$$g(J) = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}, \quad (11)$$

где L — полный орбитальный момент, S — полный спин электронной оболочки. Переход от формулы (3) к формуле (8) аналогичен переходу от формулы (1) к формуле (2). Единственное отличие заключается в суммировании по значениям полного момента F . Поскольку теперь частоты (9) и (10) зависят от этой величины, мы не можем произвести независимое суммирование в коэффициенте перед косинусом, как это сделано в формулах (3) — (7). Каждое значение косинуса в выражении (8) умножается на свой определенный коэффициент (6).

Заметим, что в мезоатомной частоте в аргументе косинуса преобладающей является частота (10), которая на два порядка превышает частоту свободного мюона.

Исходным выражением при получении формулы (8) является гамильтониан взаимодействия

$$W = 2 \beta_e sH + asJ + g(J) \beta_e JH. \quad (12)$$

Учитывая, что

$$\langle F, M | W | F, M \rangle = \hbar \omega_{0F} M + \hbar \omega_{1F} M + \hbar \omega_F, \quad (13)$$

где ω_{0F} и ω_{1F} даются формулами (9) и (10), а

$$\omega_F = \frac{a}{2\hbar} \left[F(F+1) - \frac{3}{4} - J(J+1) \right], \quad (14)$$

получим

$$\begin{aligned} \langle F, M | W | F, M \rangle - \langle F, M' | W | F, M' \rangle &= \hbar (\omega_{0F} + \omega_{1F}) (M - M') = \\ &= \hbar (\omega_{0F} + \omega_{1F}) (m - m'), \end{aligned} \quad (15)$$

и, согласно сказанному выше в связи с формулой (2), приходим к формуле (8).

В частности, для наблюдаемого случая [8] деполаризации отрицательного мюона в газе неон электронная оболочка мезоатома имеет конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^5$ и с учетом (6), (9)–(11) из формулы (8) получаем выражение

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \left\{ 1 - \frac{p}{3} \left[\frac{1}{6} \cos \left[\left(\omega_0 + \frac{1}{3} \omega_1 \right) t + \varphi \right] + \frac{1}{24} \cos \left[\left(-\frac{1}{2} \omega_0 + \frac{5}{3} \omega_1 \right) t + \varphi \right] + \frac{5}{24} \cos \left[\left(\frac{1}{2} \omega_0 + \omega_1 \right) t + \varphi \right] \right] \right\}, \quad (16)$$

где

$$\omega_0 = \frac{eH}{2m_0 c}, \quad \omega_1 = \frac{eH}{2m_e c}.$$

При $J=0$ из (9), (10) и (7) вытекает, что $\omega_{0F} = 2\omega_0$, $\omega_{1F} = 0$, $\sum_F f(F) = 1$ и, как и следовало ожидать, формула (8) сводится к формуле (2).

Приведенное рассмотрение пригодно для времен, намного превышающих время прецессии из-за сверхтонкой связи,

$$t \gg \frac{1}{\omega_F - \omega_{F+1}} \equiv \frac{1}{\omega_{F, F+1}} = \frac{1}{\omega_{J - \frac{1}{2}, J + \frac{1}{2}}} = \frac{\hbar}{-a \left(J + \frac{1}{2} \right)}, \quad (17)$$

где ω_F и ω_{F+1} даются формулой (14), a — константа связи сверхтонкой структуры. В приближении водородоподобных атомов имеем

$$\frac{\hbar}{-a \left(J + \frac{1}{2} \right)} = 0,94 \cdot 10^{-10} \frac{n_e^3 (2L+1) J(J+1)}{Z^3 (2J+1)} \text{ сек}. \quad (18)$$

Здесь атомный номер Z , главное квантовое число электрона n_e и отмеченные выше остальные квантовые числа относятся к атому, в котором ядро с зарядом Ze экранировано отрицательным мюоном, т. е. номер Z и электронная конфигурация определяются элементом, предшествующим в таблице Менделеева элементу мишени.

Из-за большого времени жизни мюона выполняется условие $\lambda \ll \omega_{F, F+1}$, обеспечивающее существование интервала времени $\left[\frac{1}{\omega_{F, F+1}}, \frac{1}{\lambda} \right]$, интересного с точки зрения экспериментального исследования.

Используя теорию деполаризации отрицательных мюонов при мезоатомных переходах [9] и теорию влияния внеядерных полей на угловые корреляции [12], можно показать, что в случае произвольного t имеет место формула

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \sum_{F, F'} e^{i\omega_{F, F'} t} \left[\delta_{F, F'} \frac{\sum_J (2F+1)}{2 \sum_J (2J+1)} - \right. \\ \left. - \frac{p}{3} \frac{1}{\sum_J (2J+1)} \sum_J (2F+1)(2F'+1) \left\{ \begin{matrix} F & F' & 1 \\ 1/2 & 1/2 & J \end{matrix} \right\}^2 \times \right. \\ \left. \times \sum_{M, M'} \sum_{N=\pm 1} \frac{3}{2} \left(\begin{matrix} F & F' & 1 \\ -M & M' & N \end{matrix} \right)^2 e^{i[N\varphi - (\omega_{0F, M'} - \omega_{0F, M} + \omega_{1F', M'} - \omega_{1F, M}) t]} \right]. \quad (19)$$

Суммируя по магнитным квантовым числам и по F' , из выражения (19) получим

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \left\{ 1 - \frac{p}{3} \left\{ \sum_{F, J} f_J(F) \cos [(\omega_{0F} + \omega_{1F}) t + \varphi] + \right. \right. \\ \left. + \frac{1}{\sum_J (2J+1)} \sum_J \frac{4}{(2J+1)^2} \cos \omega_{J-1/2, J+1/2} t \frac{\sin J\psi}{\sin \frac{1}{2}\psi} \left\{ \left(J + \frac{1}{2} \right)^2 + \right. \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} \left(J \operatorname{ctg} J\psi - \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} \right) \right\} \cos \Phi + \\ \left. \left. + 2(J+1) \left(J \operatorname{ctg} J\psi - \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} \right) \sin \Phi \right\} \right\}. \quad (20)$$

Здесь

$$\psi = \frac{4}{2J+1} \left[\omega_0 - \frac{1}{2} g(J) \omega_n \right] t, \quad (21)$$

$$\Phi = \frac{2}{2J+1} [\omega_0 + Jg(J) \omega_n] t + \varphi. \quad (22)$$

Формула (13) годна при условии, что внешнее поле H не настолько сильно, чтобы разорвать связь сверхтонкой структуры, т. е. основным членом является $\hbar\omega_F$. Учитывая это обстоятельство, выражение (19) (ср. с (20)) можно усреднить по t в небольшом интервале $\left[t - \frac{\Delta t}{2}, t + \frac{\Delta t}{2} \right]$.

Таким образом, при выполнении условия (17), выбрав $\Delta t \gg \frac{1}{\omega_{F, F+1}}$, из (19) придем к (8).

В обратном предельном случае малых времен $t \ll \frac{1}{\omega_{F, F+1}}$, когда мюон не успевает провзаимодействовать с электронной оболочкой, положив $\Delta t \ll \frac{1}{\omega_{F, F+1}}$, выражение (19) можно свести к (1). Это следует из выполнения соотношения

$$\frac{\sum_{F, F'} (2F+1)(2F'+1) \left\{ \begin{matrix} F & F' & 1 \\ 1/2 & 1/2 & J \end{matrix} \right\}^2}{\sum_J (2J+1)} = 1. \quad (23)$$

Естественно, измерения, проведенные при низких температурах, а также в химических соединениях, не могут претендовать на сравнение с теорией без учета дополнительных взаимодействий [5, 13].

Автор благодарен проф. Г. М. Гарибяну, А. Ц. Амагунни и Р. А. Эрам-жяну за обсуждение.

Ереванский физический
институт

Поступила 20. I. 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Джрбашян. ЖЭТФ, 36, 277 (1959).
2. I. M. Shmushkevitch. Nucl. Phys., 11, 419 (1959).
3. В. А. Джрбашян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 187 (1974); Препринт ЕФИ-41(73).
4. И. В. Яковлева. ЖЭТФ, 35, 968 (1958); Диссертация, 1962.
5. А. А. Джураев, В. С. Евсеев. ЖЭТФ, 62, 1166 (1972).
6. А. А. Джураев. Кандидатская диссертация, 1974.
7. D. C. Buckle et al. Phys. Rev. Lett., 20, 705 (1968).
8. В. Г. Варламов и др. Письма ЖЭТФ, 17, 186 (1973).
9. В. А. Джрбашян. Докторская диссертация, 1972.
10. T. D. Lee, C. N. Yang. Phys. Rev., 105, 1671 (1957).
11. Л. Ландау, Е. Лифшиц. Квантовая механика, Гостехиздат, М.—Л., 1948.
12. Р. М. Стеффен, Г. Фраунфельдер. Сб. Возмущенные угловые корреляции, Атомиздат, М., 1966.
13. А. А. Джураев и др. ЖЭТФ, 62, 1424 (1972).

ՊԱՐԱՄԱԳՆԵՏԻԶՄԻ ԱԶԳԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲԱՏԱՍԱԿԱՆ ՄՅՈՒՈՆՆԵՐԻ ԱՊԱՐԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ՎՐԱ

Վ. Հ. ԶՐԲԱՇՅԱՆ

Դիտարկված է մյուոնային ատոմների էլեկտրոնային թաղանթների ազդեցությունը բացասական մյուոնների մնացորդային բևեռացման վրա արտաքին մագնիսական դաշտում: Պտասցված բնդհանուր բանաձևը $H=0$ դեպքում հանդում է հայտնի արտահայտությունը:

THE INFLUENCE OF PARAMAGNETISM ON THE DEPOLARIZATION OF NEGATIVE MUONS

V. A. DJRBASHYAN

The influence of electron shells of muonic atoms on the residual polarization of negative muons in external magnetic field is considered. The obtained general formula reduces to the known expression at $H=0$.