

вого выхода люминесценции от частоты возбуждающего света [10], считая причиной уширения большую вероятность безызлучательных переходов, начиная с  $n_2 = 3$ .

В заключение авторы выражают благодарность К. Ребане за внимание к работе и ее плодотворное обсуждение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Timusk T., Staude W., Phys. Rev. Lett., **13**, 373 (1964).
2. Авармаа Р., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., **17**, № 1, 78 (1968).
3. Ребане Л. А., Авармаа Р. А., Материалы XVII совещания по люминесценции, Иркутск, 1968.
4. Sidman J. W., J. Am. Chem. Soc., **79**, 2669 (1957).
5. Кулюпин Ю. А., Диссертация, ИФ АН УССР, Киев, 1963.
6. McEwen K. L., J. Chem. Phys., **34**, 547 (1961).
7. Narayanamurti V., Seward W. D., Pohl R. O., Phys. Rev., **148**, 481 (1966).
8. Sauer P., Z. Physik, **199**, 270 (1967).
9. Devonshire A. F., Proc. Roy. Soc. (London), **A153**, 601 (1936).
10. Ребане Л., Авармаа Р., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., **17**, № 1, 120 (1968).

Институт физики и астрономии  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
5/XI 1968

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. XVIII KÕIDE  
FOÜSIKA \* МАТЕМАТИКА. 1969, NR. 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ XVIII  
ФИЗИКА \* МАТЕМАТИКА. 1969, № 1

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1969.1.19>

Э. ТАММЕТ

### О ПОЛЯРИЗАЦИИ В СИСТЕМЕ ТРЕХ ЧАСТИЦ ( $\mu$ -МЕЗОАТОМ)

*E. TAMMET. POLARISATSIOONIST KOLME OSAKESE SÜSTEEMIS ( $\mu$ -MESOAAATOM)*

*E. TAMMET. ABOUT THE POLARIZATION IN THE THREE-PARTICLE SYSTEM ( $\mu$ -MESIC ATOM)*

Согласно теории [1-3], поляризация  $\mu$ -мезона в мезоатоме со спином ядра  $1/2$  составляет 50% от начальной поляризации, фиксируемой в момент поступления  $\mu$ -мезона на  $K$ -оболочку. Магнитное взаимодействие  $\mu$ -мезона и ядра с электронной оболочкой при этом не учитывается. Цель настоящей работы — оценить эффект этого взаимодействия.

Рассмотрим систему трех первоначально свободных частиц. В момент  $t = 0$  включается взаимодействие, оператор которого имеет вид

$$\hat{H} = A s \vec{I} + B s \vec{\sigma} + G \vec{\sigma} \vec{I}, \quad (1)$$

где  $A$ ,  $B$ ,  $G$  — постоянные сверхтонкого взаимодействия, а  $I$ ,  $\sigma$  и  $s$  — спины частиц.

Предполагаем, что время жизни системы  $\tau \gg \hbar / (A + B + G)$ .

Для простоты будем решать только частную задачу, когда спин каждой частицы  $1/2$  и вначале поляризована только одна частица.



Таковыми частицами могут быть ядро, электронная оболочка с некомпенсированным моментом и  $\mu$ -мезон, поступающий на  $K$ -оболочку в поляризованном состоянии.

Матрица плотности в момент  $t = 0$  следующая:

$$\rho_{kk'} = \frac{1}{8} (1 + P_0 \sigma_z)_{\mu\mu'} \delta_{mm'} \delta_{MM'}; \quad (2)$$

здесь  $k$  — трехкомпонентный индекс, состоящий из квантовых чисел  $\mu, m, M$ . Ось  $z$  ориентирована в направлении начальной поляризации  $P_0$ .

Вычисляя по уравнению Шредингера волновые функции чистых состояний, определяем матрицу плотности для  $t > 0$ :

$$\rho_{\alpha\beta}(t) = \sum_{\substack{kk' \\ nn'}} \rho_{kk'} T_{kn} T_{k'n'} T_{\alpha n} T_{\beta n'} \exp \left[ \frac{-i(\epsilon_n - \epsilon_{n'})t}{\hbar} \right]; \quad (3)$$

$T$  — восьмистрочная матрица преобразования собственных функций спин-оператора в собственные функции оператора Гамильтона. Ее элементы вычисляются из условий, что  $T$  ортогональна и должна диагонализировать оператор Гамильтона.

Собственные значения оператора Гамильтона следующие:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 &= A + B + G, \\ \epsilon_5 = \epsilon_6 &= -(A + B + G) + 2E, \\ \epsilon_7 = \epsilon_8 &= -(A + B + G) - 2E, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $E = \sqrt{A^2 + B^2 + G^2 - AB - BG - AG}$ .

Сравнивая их с решением при  $A = B = 0$  [1, 2] видим, что один уровень сдвинут, а другой расщеплен на два подуровня.

Усредняем матрицу плотности (3) во времени:

$$\begin{aligned} \overline{\rho_{\alpha\beta}}(t) &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \rho_{\alpha\beta}(t) dt = \sum_{\substack{kk' \\ n}} \rho_{kk'} T_{kn} T_{k'n'} T_{\alpha n} T_{\beta n} + \\ &+ \sum_{\substack{kk' \\ n \neq n'}} \rho_{kk'} T_{kn} T_{k'n'} T_{\alpha n} T_{\beta n'} \frac{\hbar}{\tau(\epsilon_n - \epsilon_{n'})} \left[ \sin \frac{\tau(\epsilon_n - \epsilon_{n'})}{\hbar} - i \left( 1 - \cos \frac{\tau(\epsilon_n - \epsilon_{n'})}{\hbar} \right) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

и вычисляем поляризацию в конечном состоянии:

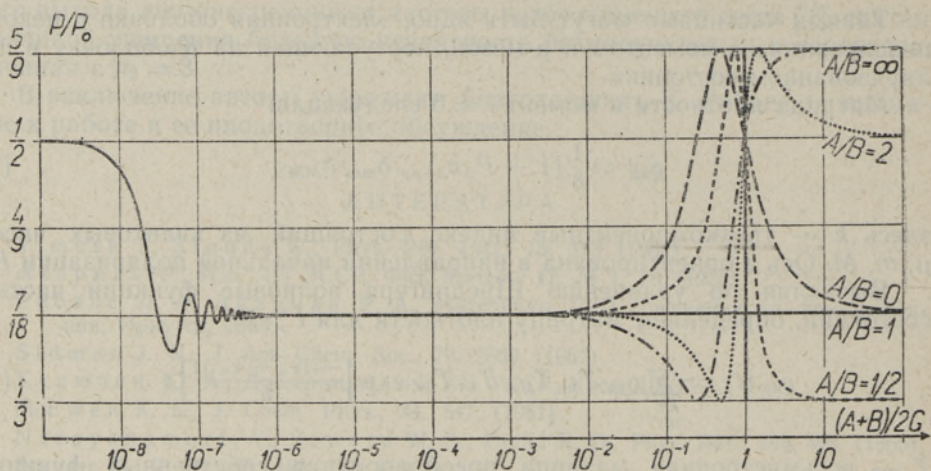
$$\langle \sigma_z \rangle = \text{Sp}(\overline{\rho} \sigma_z) = P_0 \left[ \frac{5}{9} - \frac{\alpha_0}{6} + \frac{\alpha_-}{3} \frac{\sin 2\alpha_- \gamma}{2\alpha_- \gamma} + \frac{\alpha_+}{3} \frac{\sin 2\alpha_+ \gamma}{2\alpha_+ \gamma} + \frac{\alpha_0 \sin 4\gamma}{6 \cdot 4\gamma} \right], \quad (6)$$

где  $\alpha_0 = \left( \frac{G-B}{E} \right)^2$ ,  $\frac{1}{\alpha_-} = 1 + \frac{A-B}{G-A-E} + \left( \frac{A-B}{G-A-E} \right)^2$ ,  $\gamma = \frac{E\tau}{\hbar}$ ,

$\frac{1}{\alpha_+} = 1 + \frac{A-B}{G-A+E} + \left( \frac{A-B}{G-A+E} \right)^2$ ,  $\alpha_- = \frac{A+B+G}{E} - 1$ ,  $\alpha_+ = \frac{A+B+G}{E} + 1$ .

По этой формуле составлены графики (см. рисунок) при предположении  $6G\tau/\hbar = 10^8$ , что близко к значению этой постоянной в мезоатоме. Иной выбор значения  $G\tau$  вызвал бы только сдвиг начальной волнистой части кривой влево или вправо, не оказывая влияния на область  $(A+B)/2G > 10\hbar/G\tau$ .





Зависимость поляризации от отношений постоянных взаимодействия (при  $6G\tau/\hbar = 10^8$ ).

Если  $A = B = 0$ , то в соответствии с известными результатами [1, 2]  $P = P_0/2$ . Однако уже при  $A, B$  порядка  $\hbar/\tau$  конечная поляризация заметно отличается от  $P_0/2$ .

Несмотря на то, что в мезоатоме  $A$  и  $B$  малы по сравнению с  $G$ , время поворота спина электронной оболочкой  $t' \approx \hbar/\Delta e \approx 10^{-10}$  сек существенно меньше времени  $\tau = 2,2 \times 10^{-6}$  сек. Значение  $(A+B)/2G$  для мезоатомов — порядка  $10^{-3}$ , что попадает в область плато графика. Поэтому поляризация  $\mu$ -мезона практически не зависит от точных значений атомных постоянных и должна составлять 39% от начальной поляризации.

Автор благодарит М. Кыйва за внимание к работе и полезные обсуждения и Л. Пономарева за интересную дискуссию.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ueberall H., Phys. Rev., **114**, No. 6, 1640 (1959).
2. Lubkin E., Phys. Rev., **119**, No. 2, 815 (1960).
3. Бухвостов А. П., Шмушкевич И. М., ЖЭТФ, **41**, вып. 6 (12), 1895 (1961).

Институт кибернетики  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
4/XII 1968

Исправление к статье Х. Ихер и Н. Кристофеля «Об искажении решетки кубическими центрами с  $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{E}^{3+}$  в  $\text{CaF}_2$ ». «Изв. АН ЭстССР. Физика \* Математика», 1968, 17, № 4, 401.

В названной статье по вине авторов была допущена опечатка в численных результатах для  $S$ -энергий взаимодействия пар ионов. Правильный вид формул (13)–(15) следующий:

$$W_S(\text{Ce}^{3+}, \text{F}^-) = 0,0683 - 0,1221q + 0,1421q^2, \quad (13)$$

$$W_S(\text{Eu}^{3+}, \text{F}^-) = 0,0365 - 0,0731q + 0,1029q^2, \quad (14)$$

$$W_S(\text{Ca}^{2+}, \text{F}^-) = 0,0161 - 0,0361q + 0,0404q^2. \quad (15)$$

Дальнейшие расчеты в статье проведены с этими (правильными) формулами.

Х. Ихер, Н. Кристофель