

колебаний соединений вида XO_2NaL_2 ($\text{X}=\text{Cr, Mo, W; NaL}=\text{F, Cl}$).— Рукопись деп. в ВИНТИ, № 1160-80. Деп. от 25.03.80.

10. Дементьев В. А., Смирнов В. И., Грибов Л. А. Фортран-программы для расчета колебаний молекулы.— Рукопись деп. в ВИНТИ, № 4018-76. Деп. от 18.10.76.

11. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование.— М., 1975.

12. Gershiikov A. G., Spiridonov V. P.— J. Mol. Struct., 1981, № 75, p. 291.

13. Garner G. D., Mather R., Dove M. F. A.— Chem. Com., 1973, № 2, p. 633.

Поступила в редакцию
10.11.81.

Кафедра физической оптики

УДК 539.1

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ, С. А. КУТЕНЬ, В. И. РАПОПОРТ

КВАДРУПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ МЮОНИЯ И СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА УРОВНЕЙ МЮОНИЯ В КРИСТАЛЛАХ

В [1] одним из авторов показано, что помимо магнитного момента мюоний (водород) обладает в основном состоянии еще одной квантовой характеристикой — электрическим квадрупольным моментом. В настоящее время наличие квадрупольного момента у мюония экспериментально подтверждено в опытах, проведенных с мюонием в кварце [2, 3]. Кроме того, μSR -исследования [4—6] выявили в ряде монокристаллов полупроводников (Si, Ge) существование аномального мюония (Mu^*), описываемого аксиально-симметричным гамильтонианом вида ($h=1$)

$$H_{\text{Mu}^*} = A_{\perp} (I_x S_x + I_y S_y) + A_{\parallel} I_z S_z - (g_{\mu} \mu_{\mu} \vec{I} + g_e \mu_e \vec{S}) \cdot \vec{B}, \quad (1)$$

где $\vec{S}(\vec{I})$ — оператор спина электрона (мюона); $\vec{B}$ — магнитное поле; $g_e \mu_e$ (g_{μ}, μ_{μ}) — g -фактор и магнетон Бора для электрона (мюона); $A_{\perp}$ и $A_{\parallel}$ — феноменологические постоянные. Наиболее точные значения $A_{\perp}$ и $A_{\parallel}$ в Si получены в настоящее время методом «магического поля» [6]:

$$A_{\perp} = 91,98 \pm 0,10 \text{ МГц}, \quad A_{\parallel} = 16,85 \pm 0,12 \text{ МГц}. \quad (2)$$

Ниже показано, что используемый в [4—6] феноменологический гамильтониан математически тождественен гамильтониану, описывающему поведение мюония с квадрупольным моментом в аксиально-симметричном электрическом поле. Таким образом, эксперименты с Mu^* [4—6] также подтверждают существование у мюония квадрупольного момента.

Гамильтониан мюония с квадрупольным моментом в веществе имеет вид:

$$H = A \vec{S} \cdot \vec{I} + \frac{1}{6} Q_{ik} \varphi_{ik} - (g_{\mu} \mu_{\mu} \vec{I} + g_e \mu_e \vec{S}) \cdot \vec{B}, \quad (3)$$

где A — константа сверхтонкого расщепления в веществе; $Q_{ik} = \frac{3eQ}{2F(2F-1)} \times \times \left(\{F_i, F_k\} - \frac{2}{3} \vec{F}^2 \delta_{ik} \right)$ — тензор градиента квадрупольного момента; $\vec{F} = \vec{I} + \vec{S}$; φ_{ik} — тензор градиента электрического поля (ГЭП) на мюонии; Q — квадрупольный момент мюония.

Приводя (3) к главным осям тензора ГЭП и сравнивая (3) в условиях аксиальной симметрии с (1), получим, что $A_{\parallel} = A + d$, $A_{\perp} = A - \frac{d}{2}$, где $d = eQ\varphi_{zz}$ — квадрупольная постоянная. Согласно (3), в нулевом магнитном поле в случае аксиально-симметричного тензора ГЭП, мюоний имеет три энергетических уровня: $E_0 = -3A/4$, $E_1 = (A+d)/4$, $E_2 = (A-2d)/4$. Следовательно, в этом случае Mu^* характеризуется тремя частотами ν_{20} , ν_{10} и ν_{21} , причем, должно выполняться равенство: $\nu_{20} = \nu_{10} + \nu_{20}$. Действительно, в Si при $\vec{B}=0$ наблюдались три частоты: 36,5; 53,3 и 90,4 МГц [5]. Но $36,5+53,3=89,8 \neq 90,4$! Кроме того, исходя из экспериментальных значений $A_{\perp}$ и $A_{\parallel}$ (2), находим, что при $\vec{B}=0$ Mu^* в Si должен харак-

теризоваться тремя частотами $\nu_1 = \frac{1}{2}(A_{\perp} - A_{\parallel}) = 37,56 \pm 0,11$ МГц, $\nu_2 = \frac{1}{2}(A_{\perp} + A_{\parallel}) = 54,42 \pm 0,10$ МГц, $\nu_3 = A_{\perp} = 91,98 \pm 0,10$ МГц. Это несоответствие между теорией и экспериментом, большее экспериментальных погрешностей, заставляет отказаться от аксиальносимметричной модели. Рассматривая случай не обладающего аксиальной симметрией тензора ГЭП, получаем при $\vec{B} = 0$ четыре энергетических уровня мюония: $E_0 = -3A/4$, $E_1 = A/4 + d(1 + \eta)/4$, $E_2 = \frac{A}{4} + d(1 - \eta)/4$, $E_3 = \frac{A}{4} - \frac{d}{2}$, где $\eta = \left| \frac{\varphi_{xx} - \varphi_{yy}}{\varphi_{zz}} \right|$ — параметр асимметрии тензора ГЭП. Как следствие, при $\vec{B} = 0$ Мш* характеризуется шестью частотами. Сопоставляя с экспериментально наблюдаемыми частотами 36,5, 53,3, 90,4 МГц переходы $3 \rightarrow 2$, $1 \rightarrow 0$ и $3 \rightarrow 0$ соответственно, извлекаем константы A , d и η :

$$d = -\frac{4}{3}\left(\nu_{32} + \frac{\nu_{21}}{2}\right) \simeq -49,1 \text{ МГц}; A = \nu_{30} - \frac{2}{3}\left(\nu_{32} + \frac{\nu_{21}}{2}\right) \simeq 65,9 \text{ МГц} \quad (4)$$

$$\eta = -\frac{2\nu_{21}}{d} \simeq 0,024; (\nu_{21} = 90,4 - 36,5 - 53,3 = 0,6 \text{ МГц}).$$

Отметим, что гамильтониан (3) с константами (4) хорошо описывает и эксперименты при $\vec{B} \neq 0$.

Рассмотрим теперь мюоний в α -кварце. Для описания эксперимента [3] ($T < 70$ К, $\vec{B} = 0$) используем (3) с $\eta \neq 0$. отождествляя наблюдаемые на опыте частоты с переходами $3 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$, имеем: $\nu_{31} = \left| \frac{3d}{4} + d\eta \right| = 7,9(1)$ МГц, $\nu_{32} = \left| \frac{3d}{4} - d\eta \right| = 6,2(1)$ МГц, $\nu_{21} = |d\eta/2| = 1,7(1)$ МГц. Отсюда находим, что $|d| = \frac{2}{3}(\nu_{13} + \nu_{12}) \simeq 9,2$ МГц, $\eta = 2\nu_{23}/d = 0,37$. Согласно [2], при комнатной температуре мюоний в кварце можно описать при помощи гамильтониана (1) с параметрами $A_{\perp} = \nu_0 = 4509(3)$ МГц, $A_{\parallel} - A_{\perp} = \delta\nu_z = -0,74(1)$ МГц. Отсюда имеем, что $d = \frac{2}{3}\delta\nu_z \simeq -0,49$ МГц, $A = \nu_0 + \frac{d}{2} \simeq \nu_0 = 4509(3)$ МГц. Уменьшение квадрупольной постоянной с ростом температуры можно объяснить, например, диффузией Мш* [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред.— Минск, 1976.
2. Brown J. A. et al.— Solid State Comm., 1980, v. 33, N 6, p. 613.
3. Brewer J. H. et al.— Hyperfine Interactions, 1981, v. 8, p. 405.
4. Holzschuh E. et al.— Phys. Rev. B, 1979, v. 20, N 11, p. 4391.
5. Boekema C. et al.— Hyperfine Interactions, 1979, v. 6, p. 167.
6. Boekema C. et al.— Hyperfine Interactions, 1981, v. 8, p. 401.
7. Барышевский В. Г., Кутень С. А.— Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ.— Л., 1978, с. 95.

Поступила в редакцию
23.10.81.

Кафедра ядерной физики и мирного использования
атомной энергии

УДК 621.396.67.01

А. Е. ПЕТРЯЕВ

О МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ В ПРОЕКТИРОВАНИИ СИСТЕМ «АНТЕННА—ОБТЕКАТЕЛЬ»

Пусть задачи проектирования решаются в некотором классе $\{AO_i, i=1, \dots, N\}$ систем АО. Каждый элемент AO_i предлагается описывать с помощью множества $\mu(AO_i) = \{(\hat{x}_i, g_{ih}), h=1, \dots, M\}$ математических моделей, различающихся по точности, экономичности, универсальности.