

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Armi L., D'Asaro E. J. Geophys. Res., 1980, 85, N 1, p. 469. [2] Zenk W. Int. Coun. Explor. of the Sea Hydrogr. Count. S. M. / C:5, 1981, p. 7. [3] Lacombe H. La Houille Blanche, 1965, N 1, p. 38. [4] Пыркин Ю. Г., Пивоваров А. А., Хунджа Г. Г. ДАН СССР, 1968, 179, № 3. [5] Georgiev B. V. In: Intern. Symp. of Stratified flows. Novosibirsk, 1972, p. 9. [6] Анучин В. Н., Гусев А. М., Пыркин Ю. Г. Метеорология и гидрология, 1974, № 2, с. 85. [7] Thorpe S. A. J. Fluid Mech., 1973, 61, N 4. [8] Пыркин Ю. Г., Петров В. П., Самолюбов Б. И. Гидротехн. строительство, 1977, № 4.

Поступила в редакцию  
27.05.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 2

УДК 536.421.1:537.312.62, 538.115

### ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ ФАЗА В СПЛАВАХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

А. В. Ведяев, О. Э. Молодых, М. А. Савченко, А. В. Стефанович

(кафедра магнетизма)

В последнее время экспериментально было обнаружено [1, 2], что в ряде соединений редкоземельных металлов температура перехода в антиферромагнитное состояние  $T_N \approx 10$  К превышает температуру сверхпроводящего перехода  $T_C \approx 2$  К. При этом имеет место сосуществование сверхпроводящей и магнитной фаз.

В работах [3—6] были исследованы фазовые диаграммы, экспериментально полученные в [7, 8], и определен характер перехода в сверхпроводящее и магнитное состояния [6].

Настоящая работа посвящена исследованию возможности возникновения высокотемпературной сверхпроводящей фазы в сплавах редкоземельных металлов с алюминием. На основе экспериментов по рассеянию нейтронов в сплавах TbAl—NdAl [9] было установлено, что магнитная структура этих веществ характеризуется сложным антиферромагнитным упорядочением с сильной анизотропией в базисной плоскости  $x, y$  (рис. 1). Температуры Нееля для TbAl и NdAl соответственно равны 72 и 29 К.

Магнитная структура сплава ThAl—NdAl (пространственная группа  $R_{2ab'cm'}$  — орторомбическая симметрия) может быть представлена с помощью четырех векторов:

$$m = \frac{1}{2} (S_1 + S_2 + S_3 + S_4) \rightarrow 0,$$

$$l_1 = \frac{1}{2} (S_1 - S_2 + S_3 - S_4) \rightarrow 0,$$

$$l_2 = \frac{1}{2} (S_1 + S_2 - S_3 - S_4),$$

$$l_3 = \frac{1}{2} (S_1 - S_2 - S_3 + S_4).$$

В свою очередь, векторы антиферромагнетизма  $l_2, l_3$  осциллируют в плоскости  $x, y$ , поэтому

$$l_2(x, y) = l_{2x} e^{i\pi x} + l_{2y} e^{i\pi(x+y)},$$

$$l_3(x, y) = l_{3x} e^{i\pi(x+y)} + l_{3y} e^{i\pi x}.$$

Экспериментальные исследования зависимости магнитной восприимчивости от температуры [9]  $\chi(T)$  для TbAl показали, что после того как при  $T = T_N = 72$  К произошел фазовый переход в упорядоченное состояние, восприимчивость резко падает, достигает минимума в области температуры  $T \approx 40$  К, затем опять возникает сильный рост и наблюдается еще один максимум в области температуры  $T \approx 20$  К (рис. 2). Измерения зависимости намагниченности от внешнего магнитного

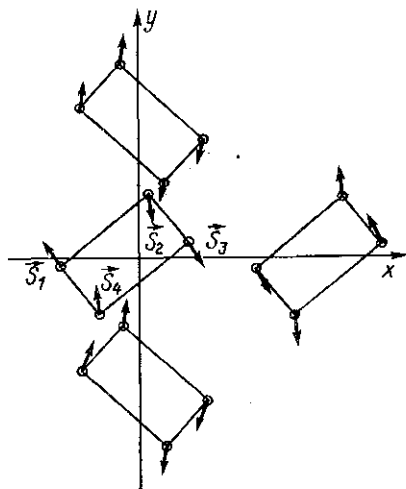


Рис. 1. Магнитная структура сплавов TbAl—NdAl, пространственная группа  $P_{21}b'cm'$

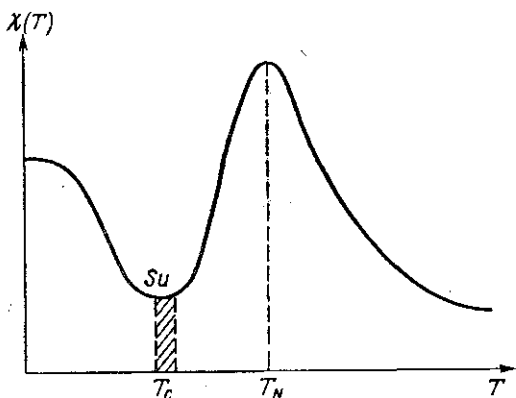


Рис. 2. Зависимость магнитной восприимчивости сплава TbAl от температуры

поля, приложенного вдоль оси  $z$  перпендикулярно плоскости легкого намагничивания, свидетельствуют о наличии сильной магнитной анизотропии в сплаве TbAl. Следовательно, магнитный фазовый переход в данном веществе должен сопровождаться структурными изменениями («ужесточение решетки»). Таким образом, приведенные экспериментальные данные дают возможность предположить возникновение сверхпроводящей фазы в области температур, соответствующих минимуму восприимчивости.

Симметрия системы допускает существование следующих инвариантов:

$$(\Delta^*)(l_{2x}^2 + l_{3y}^2); \quad (\Delta^*)(l_{2y}^2 + l_{3x}^2),$$

где  $\Delta$  — щель в спектре электронов проводимости. Следовательно, свободная энергия Ландау системы в парамагнитной области для случая большой анизотропии будет иметь вид

$$F = \frac{1}{2} \tau_1 (l_{2x}^2 + l_{3y}^2) + \frac{1}{2} \tau_2 (l_{2y}^2 + l_{3x}^2) + \frac{1}{2} \tau_3 |\Delta|^2 + \frac{1}{8} \Gamma_1 (l_{2x}^4 + l_{3y}^4) + \\ + \frac{1}{4} \Gamma_2 l_{2x}^2 l_{3y}^2 + \frac{1}{8} \Gamma_3 (l_{2y}^4 + l_{3x}^4) + \frac{1}{4} \Gamma_4 l_{2y}^2 l_{3x}^2 + \frac{1}{8} \Gamma_5 |\Delta|^4 + \\ + \frac{1}{4} \Gamma_6 (l_{2x}^2 + l_{3y}^2) (l_{2y}^2 + l_{3x}^2) + \frac{1}{4} \Gamma_7 |\Delta|^2 (l_{2x}^2 + l_{3y}^2) + \frac{1}{4} \Gamma_8 |\Delta|^2 (l_{2y}^2 + l_{3x}^2),$$

где

$$\tau_{10} < \tau_{20}, \tau_{60}; \frac{1}{2}(\Gamma_{30} + \Gamma_{40}) < \Gamma_{50},$$

$$\Gamma_{50} = \Gamma_{60} = \Gamma_{70}, \frac{1}{2}(\Gamma_{30} + \Gamma_{40}) < \Gamma_{50} < \Gamma_{50}, \Gamma_{60}, \Gamma_{70}.$$

В общем случае, когда все поля оказываются сильно флуктуирующими, уравнения ренормгруппы для амплитуд и температур запишутся в следующем виде:

$$\begin{aligned} -\Gamma'_1 &= 9\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + 2\Gamma_5^2 + \Gamma_6^2, \\ -\Gamma'_2 &= 6\Gamma_1\Gamma_2 + 4\Gamma_2^2 + 2\Gamma_5^2 + \Gamma_6^2, \\ -\Gamma'_3 &= 9\Gamma_3^2 + \Gamma_4^2 + 2\Gamma_5^2 + \Gamma_7^2, \\ -\Gamma'_4 &= 6\Gamma_3\Gamma_4 + 4\Gamma_4^2 + 2\Gamma_5^2 + \Gamma_7^2, \\ -\Gamma'_5 &= 9\Gamma_5^2 + 2\Gamma_6^2 + 2\Gamma_7^2, \\ -\Gamma'_6 &= 3\Gamma_1\Gamma_5 + \Gamma_2\Gamma_5 + 3\Gamma_3\Gamma_5 + \Gamma_4\Gamma_5 + 4\Gamma_5^2 + \Gamma_6\Gamma_7, \\ -\Gamma'_7 &= 3\Gamma_6\Gamma_7 + 3\Gamma_1\Gamma_7 + \Gamma_2\Gamma_7 + 3\Gamma_3\Gamma_7 + \Gamma_4\Gamma_7 + 2\Gamma_7^2, \\ -\tau'_1 &= 3\tau_1\Gamma_1 + \tau_1\Gamma_2 + 2\tau_2\Gamma_5 + \tau_6\Gamma_6, \\ -\tau'_2 &= 3\tau_2\Gamma_3 + \tau_2\Gamma_4 + 2\tau_1\Gamma_5 + \tau_6\Gamma_7, \\ -\tau'_6 &= 3\tau_6\Gamma_6 + 2\tau_1\Gamma_6 + 2\tau_2\Gamma_7. \end{aligned} \quad (1)$$

В случае, когда  $\tau_{10} < \min(\tau_{20}, \tau_{60})$ , уравнения (1) сильно упрощаются. Анализ, проведенный для этого случая в [3, 4], показывает, что при движении из парамагнитной фазы в упорядоченное состояние при  $0 < \Gamma_{20}/\Gamma_{10} < 3$  сначала происходит фазовый переход первого рода в состояние с параметром порядка  $S_{10}^2 = l_{2y0}^2 + l_{3x0}^2$ . После перехода происходит изменение анизотропии системы [5] и неравенство между температурами  $\tau_{10} < \tau_{60}$  сохраняется. При дальнейшем понижении температуры снова будет иметь место фазовый переход первого рода в состояние с отличным от нуля параметром  $|\Delta|^2$ , т. е. в системе может возникнуть сверхпроводящая фаза. Однако, поскольку в системе уже существует магнитный порядок, он будет разрушать сверхпроводимость, и поэтому данная фаза скорее всего будет метастабильной и существующей в узком интервале температур.

При дальнейшем понижении температуры в системе произойдет фазовый переход второго рода в основное состояние. На фазовой диаграмме, подобной той, которая была построена в [6], рассмотренный случай соответствует одной выделенной траектории при  $x > x_0$ .

Вторая часть настоящей работы посвящена исследованию возможности возникновения сверхпроводящей фазы в спиновом стекле. В работах [10—13] было показано, что в соединениях редкоземельных металлов, обладающих антиферромагнитным порядком, может возникнуть высокотемпературная сверхпроводящая фаза. Внедрение дефектов в кристалл со сложной магнитной структурой приводит к изменению кристаллографической симметрии и появлению антиферромагнитного порядка на линии дефекта [10—13]. Поэтому, внося линейные де-

фекты одного типа (например, дислокации) в большом количестве, можно получить класс спиновых стекол, в которых будет преобладать антиферромагнитный порядок. Антиферромагнитную структуру можно представить с помощью девяти векторов:

$$\begin{aligned} S_{11x}(x) &= S_{110x} e^{i\pi x}, & S_{11y}(x) &= S_{110y} e^{i\pi x}, \\ S_{11z}(x) &= S_{110z} e^{i\pi x}, & S_{12x}(y) &= S_{120x} e^{i\pi y}, \\ S_{12y}(y) &= S_{120y} e^{i\pi y}, & S_{12z}(y) &= S_{120z} e^{i\pi y}, \\ S_{13x}(z) &= S_{130x} e^{i\pi z}, & S_{13y}(z) &= S_{130y} e^{i\pi z}, & S_{13z}(z) &= S_{130z} e^{i\pi z}. \end{aligned}$$

Сверхпроводящую компоненту можно учесть с помощью введения следующих инвариантов [10]:

$$(\Delta\Delta^*); (\Delta\Delta^*)^2; (\Delta\Delta^*)[(S_{1ik}^* S_{1ik}^*) + (S_\lambda S_\lambda^*)].$$

Свободная энергия будет иметь вид

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda=1}^9 \tau_{1\lambda} S_{0\lambda}^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda=10}^{9m} \tau_{2\lambda} (S_\lambda^{+2} + S_\lambda^{-2}) + \frac{1}{2} \tau_\delta |\Delta|^2 + \\ &+ \frac{1}{8} \sum_{\lambda=1}^9 \Gamma_{1\lambda} S_{0\lambda}^4 + \frac{1}{8} \sum_{\lambda=10}^{9m} \Gamma_{2\lambda} (S_\lambda^{+2} + S_\lambda^{-2})^2 + \frac{1}{8} \Gamma_\delta |\Delta|^4 + \\ &+ \frac{1}{8} \sum_{\lambda, \lambda'=1}^9 \Gamma_{4\lambda\lambda'} S_{0\lambda}^2 S_{0\lambda'}^2 + \frac{1}{4} \sum_{\lambda=1}^9 \sum_{\lambda'=10}^{9m} \Gamma_{5\lambda\lambda'} S_{0\lambda}^2 (S_\lambda^{+2} + S_\lambda^{-2}) + \\ &+ \frac{1}{8} \sum_{\lambda, \lambda'=10}^{9m} \Gamma_{6\lambda\lambda'} (S_\lambda^{+2} + S_\lambda^{-2}) (S_{\lambda'}^{+2} + S_{\lambda'}^{-2}) + \\ &+ \frac{1}{4} \sum_{\lambda=1}^9 \Gamma_{7\lambda} |\Delta|^2 S_{0\lambda}^2 + \frac{1}{4} \sum_{\lambda=10}^{9m} \Gamma_{8\lambda} |\Delta|^2 (S_\lambda^{+2} + S_\lambda^{-2}), \end{aligned}$$

где  $m$  конечно.

Уравнения ренормгруппы в общем случае будут иметь вид

$$\begin{aligned} -\Gamma'_{1\lambda} &= (n_1 + 8) \Gamma_{1\lambda}^2 + n_1 \sum_{\lambda'=1}^9 \Gamma_{4\lambda\lambda'}^2 + n_2 \sum_{\lambda'=10}^{9m} \Gamma_{5\lambda\lambda'}^2 + \Gamma_{7\lambda}^2, \\ -\Gamma'_{2\lambda} &= (n_2 + 8) \Gamma_{2\lambda}^2 + n_2 \sum_{\lambda'=10}^{9m} \Gamma_{6\lambda\lambda'}^2 + n_1 \sum_{\lambda'=1}^9 \Gamma_{5\lambda\lambda'}^2 + \Gamma_{8\lambda}^2, \\ -\Gamma'_\delta &= 9\Gamma_\delta^2 + n_1 \sum_{\lambda=1}^9 \Gamma_{7\lambda}^2 + n_2 \sum_{\lambda=10}^{9m} \Gamma_{8\lambda}^2, \\ -\Gamma'_{4\lambda\lambda'} &= (n_1 + 2) (\Gamma_{1\lambda} \Gamma_{4\lambda\lambda'} + \Gamma_{1\lambda'} \Gamma_{4\lambda\lambda'}) + 4\Gamma_{4\lambda\lambda'}^2 + \\ &+ n_1 \sum_{\lambda''=1}^9 \Gamma_{4\lambda\lambda''} \Gamma_{4\lambda''\lambda'} + n_2 \sum_{\lambda''=10}^{9m} \Gamma_{5\lambda\lambda''} \Gamma_{5\lambda''\lambda'} + \Gamma_{7\lambda} \Gamma_{7\lambda'}, \\ -\Gamma'_{5\lambda\lambda'} &= (n_1 + 2) \Gamma_{1\lambda} \Gamma_{5\lambda\lambda'} + (n_2 + 2) \Gamma_{2\lambda} \Gamma_{5\lambda\lambda'} + 4\Gamma_{5\lambda\lambda'}^2 + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + n_1 \sum_{\lambda''=1}^9 \Gamma_{4\lambda\lambda''} \Gamma_{5\lambda''\lambda'} + n_2 \sum_{\lambda''=10}^{9m} \Gamma_{5\lambda\lambda''} \Gamma_{6\lambda''\lambda'} + \Gamma_{7\lambda} B_{8\lambda'}, \\
- \Gamma'_{6\lambda\lambda'} & = (n_2 + 2) (\Gamma_{2\lambda} \Gamma_{6\lambda\lambda'} + \Gamma_{2\lambda'} \Gamma_{6\lambda\lambda'}) + 4\Gamma_{6\lambda\lambda'}^2 + \\
& + n_1 \sum_{\lambda''=1}^9 \Gamma_{5\lambda\lambda''} \Gamma_{5\lambda''\lambda'} + n_2 \sum_{\lambda''=10}^{9m} \Gamma_{6\lambda\lambda''} \Gamma_{6\lambda''\lambda'} + \Gamma_{8\lambda} \Gamma_{8\lambda'}, \quad (2) \\
- \Gamma'_{7\lambda} & = 3\Gamma_{\delta} \Gamma_{7\lambda} + (n_1 + 2) \Gamma_{1\lambda} \Gamma_{7\lambda} + 4\Gamma_{7\lambda}^2 + \\
& + n_1 \sum_{\lambda''=1}^9 \Gamma_{4\lambda\lambda''} \Gamma_{7\lambda''} + n_2 \sum_{\lambda''=10}^{9m} \Gamma_{6\lambda\lambda''} \Gamma_{8\lambda''}, \\
- \Gamma'_{8\lambda} & = 3\Gamma_{\delta} \Gamma_{8\lambda} + (n_2 + 2) \Gamma_{2\lambda} \Gamma_{8\lambda} + 4\Gamma_{8\lambda}^2 + \\
& + n_1 \sum_{\lambda''=1}^9 \Gamma_{5\lambda\lambda''} \Gamma_{7\lambda''} + n_2 \sum_{\lambda''=10}^{9m} \Gamma_{6\lambda\lambda''} \Gamma_{8\lambda''}, \\
- \tau'_{1\lambda} & = (n_1 + 2) \tau_{1\lambda} \Gamma_{1\lambda} + n_1 \sum_{\lambda'=1}^9 \tau_{1\lambda'} \Gamma_{4\lambda\lambda'} + n_2 \sum_{\lambda'=10}^{9m} \tau_{2\lambda'} \Gamma_{5\lambda\lambda'} + \tau_{\delta} \Gamma_{7\lambda}, \\
- \tau'_{2\lambda} & = (n_2 + 2) \tau_{2\lambda} \Gamma_{2\lambda} + n_2 \sum_{\lambda'=10}^{9m} \tau_{2\lambda'} \Gamma_{4\lambda\lambda'} + n_1 \sum_{\lambda'=1}^9 \tau_{1\lambda'} \Gamma_{5\lambda\lambda'} + \tau_{\delta} \Gamma_{8\lambda}, \\
- \tau'_{\delta} & = 3\tau_{\delta} \Gamma_{\delta} + n_1 \sum_{\lambda=1}^9 \tau_{1\lambda} \Gamma_{7\lambda} + n_2 \sum_{\lambda=10}^{9m} \tau_{2\lambda} \Gamma_{8\lambda}, \\
& n_1 = 1, \quad n_2 = 2,
\end{aligned}$$

с начальными условиями

$$\begin{aligned}
\tau_{1\lambda 0} & = \tau_{10}; & \tau_{2\lambda 0} & = \tau_{20}; & \dots; & \tau_{2\lambda 0} & = \tau_{m0}; \\
\Gamma_{1\lambda 0} & = \Gamma_{10}; & \Gamma_{2\lambda 0} & = \Gamma_{20}; & \dots; & \Gamma_{2\lambda 0} & = \Gamma_{m0}; \\
\Gamma_{4\lambda\lambda' 0} & = \Gamma_{10}; & \Gamma_{6\lambda\lambda' 0} & = \Gamma_{20}; & \dots; & \Gamma_{6\lambda\lambda' 0} & = \Gamma_{m0}; \\
1 \leq \lambda \leq 9; & & 10 \leq \lambda \leq 18; & & \dots; & & 9(m-1) + 1 \leq \lambda \leq 9m; \\
\Gamma_{5\lambda\lambda' 0} & = \Gamma_{30}; & \Gamma_{7\lambda 0} & = \Gamma_{40}; & \Gamma_{8\lambda 0} & = \Gamma_{50}.
\end{aligned}$$

Поскольку антиферромагнитная компонента обладает наибольшей энергией, ее флуктуации будут наиболее сильными при понижении температуры. Поэтому между начальными значениями температур должно выполняться соотношение

$$\tau_{10} < \min(\tau_{\delta 0}, \tau_{20}, \dots, \tau_{m0}).$$

Тогда уравнения (2) сведутся к уравнениям, аналогичным (1). Эти уравнения также элементарно интегрируются и из их решения следует, что если

$$\Gamma_{\delta 0} < \Gamma_{2\lambda 0} < \Gamma_{6\lambda\lambda' 0}, \Gamma_{8\lambda 0}; \quad \Gamma_{7\lambda 0} = \Gamma_{5\lambda\lambda' 0}; \quad \Gamma_{\delta 0} - \frac{9\Gamma_{7\lambda 0}^2}{5\Gamma_{10}} > 0,$$

то в системе сначала произойдет фазовый переход второго рода в состояние с антиферромагнитным порядком. Сложный антиферромагнит-

ный порядок будет препятствовать возникновению сверхпроводимости [8], поэтому если сверхпроводящая фаза и возникнет, то она будет метастабильной. При

$$\Gamma_{80} < \frac{9\Gamma_{7\lambda 0}^2}{5\Gamma_{10}}$$

в системе может сначала произойти фазовый переход первого рода в сверхпроводящее состояние и возникнет сверхпроводящая фаза. Однако сложный антиферромагнитный порядок задает топологию поверхности Ферми, которая не обеспечивает достаточно эффективного электрон-фононного взаимодействия, и поэтому данная сверхпроводящая фаза будет низкотемпературной. Понижение температуры приведет к возникновению магнитного порядка и к исчезновению сверхпроводимости аналогично тому, как это было показано в [5].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ku H. C., Acker F., Matthias B. T. Phys. Lett., 1980, 76A, N 5—6, p. 399. [2] Ku H. C., Graun H. F., Acker F. Physica, 1981, 108B, N 1—3, p. 1231. [3] Савченко М. А., Стефанович А. В. ЖЭТФ, 1978, 74, № 6, с. 2300. [4] Савченко М. А., Стефанович А. В. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, № 6, с. 337. [5] Савченко М. А., Стефанович А. В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, № 2, с. 132. [6] Савченко М. А., Стефанович А. В. ФММ, 1980, 50, № 3, с. 471. [7] McCallum R. W. et al. Solid State Comm., 1977, 24, N 8, p. 501. [8] Johnston D. C. et al. Solid State Comm., 1978, 26, N 3, p. 141. [9] Beale C., Lemaire R. Les elements des terres rares. International C. N. R. S. Conferens. Grenoble, 1970, vol. 2, p. 223. [10] Савченко М. А., Стефанович А. В. ФММ, 1980, 50, № 3, с. 269. [11] Савченко М. А., Стефанович А. В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, № 11, с. 661. [12] Savchenko M. A., Stephanovich A. V. Solid State Comm., 1982, 44, N 7, p. 1031. [13] Panina L. V., Savchenko M. A., Stephanovich A. V. Phys. Stat. Sol. (b), 1982, 109, N 1, p. 37.

Поступила в редакцию  
20.06.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 2

УДК 621.378.001

#### КОГЕРЕНТНЫЙ ОТКЛИК ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА НА ПРОБНОЕ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ПОДАВЛЕНИЯ ФАЗОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ СИЛЬНЫМ ПОЛЕМ

Б. А. Гришанин, Г. Г. Шаталова

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Введение. Обсуждаемые в ряде работ [1—3] эффекты подавления столкновительной релаксации сильным полем можно наблюдать как по спектру флуоресценции атома, находящегося непосредственно в сильном монохроматическом поле, так и по отклику этой системы на слабое пробное поле или по поглощению этого поля. Расчет отклика и поглощения пробного поля выполнялся в работах [1, 2] и [3] на основе различных исходных соотношений. В [1, 2] рассчитывался когерентный линейный отклик на пробное поле по полуклассическим формулам для среднего поля, в то время как в [3] за основу было взято соотношение Моллоу [4, 5]. В последнем случае спектр поглощения системы рассчитывался с помощью корреляционной функции, описывающей флуктуационный отклик двухуровневой системы. Справедливость этого соотношения может быть доказана исходя из формулы Кубо [6], позволяю-