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

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

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., Braun 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] Becle 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-

щей выразить линейную часть отклика через флуктуационную. Поскольку поглощение является линейной характеристикой атома, то оно непосредственно связано не с флуктуационной квантовой частью отклика атома, а со средним откликом, поэтому более простым является полуклассический расчет.

В данной работе рассчитывается средний отклик и соответствующее поглощение для атомов с учетом подавления релаксации сильным полем на основе выражения для релаксационного оператора, полученного в [7] для диффузионного механизма уширения, в отличие от [3], где был изучен противоположный предельный случай — уширение ближними столкновениями. Рассмотренное в [7] приближение справедливо для дальнодействующего потенциала. Поскольку в работе исследовался случай сильного насыщающего поля, полученные результаты имеют простой и физически ясный вид.

2. **Расчет когерентного отклика атома на слабое пробное поле.** Рассматриваемая система представляет собой атом в сильном резонансном поле, на который дополнительно воздействует слабое поле. Атом взаимодействует одновременно с заданным электромагнитным полем и резервуаром. Полный гамильтониан такой системы имеет вид

$$\widehat{\mathcal{H}} = \widehat{\mathcal{H}}_a + \widehat{\mathcal{H}}_I + \widehat{\mathcal{H}}_f,$$

где $\widehat{\mathcal{H}}_a = \hbar\omega_a\widehat{\sigma}_3/2$ — гамильтониан, описывающий эволюцию свободного атома с частотой перехода ω_a, $\widehat{\mathcal{H}}_f = \hbar\widehat{\xi}(t)\boldsymbol{\sigma}(t)$ — шумовой гамильтониан, $\boldsymbol{\sigma} = (\widehat{\sigma}_3, \widehat{\sigma}_1, \widehat{\sigma}_2)$ — система матриц Паули, $\xi(t)$ — внешние стационарные шумы, $\xi_{1,2}(t)$ описывают шумы электромагнитного поля, $\xi_3(t)$ — частотную модуляцию атомных колебаний под действием соударений, $\mathcal{H}_I = \mathbf{E}(t)\widehat{\boldsymbol{\sigma}}$ — гамильтониан взаимодействия с внешним электромагнитным полем. Поле в рассматриваемом случае имеет вид

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_L\cos(\omega_L t + \varphi_L) + \mathbf{E}_p\cos(\omega t + \varphi),$$

причем амплитуда пробного поля E_p считается малой по сравнению с амплитудой сильного резонансного поля E_L.

Общий вид оператора перехода для такой системы:

$$S(t) = \left\langle T\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int_0^t [\widehat{\mathcal{H}}_a + \widehat{\mathcal{H}}_I + \widehat{\mathcal{H}}_f, \odot]\,d\tau\right\}\right\rangle_f, \tag{1}$$

где T — символ временного упорядочения операторов, $\langle\ \rangle_f$ означает усреднение по возмущающей системе, $[\widehat{A}, \odot]$ — оператор коммутирования с $\widehat{A}: [\widehat{A}, \odot]\widehat{B} = [\widehat{A}, \widehat{B}]$. Выделяя свободную прецессию атома с частотой сильного поля, усредняя по высокочастотным осцилляциям и оставляя только линейные по слабому полю члены из (1), получаем

$$S(t) = \left\{\widehat{I} + \int_0^t S_0(\tau)\mathcal{L}_p(\tau)S_0^{-1}(\tau)\,d\tau\right\}S_0(t), \tag{2}$$

где оператор эволюции под действием сильного поля [7] имеет вид

$$S_0(t) = \exp(W_r t)\exp(\widetilde{W}_I t)\exp(W_L t). \tag{3}$$

Здесь $\exp(\widetilde{W}_I t)\ \exp(W_L t)$ — оператор эволюции атома в отсутствие шумов, $W_L = -\frac{i\omega_L}{2}[\widehat{\sigma}_3, \odot]$ — оператор свободной прецессии с частотой ω_L, а $\widetilde{W}_I$ в базисе $\{\widehat{I}, \widehat{\boldsymbol{\sigma}}\}$ имеет вид $\widetilde{W}_I = 0 \oplus W_{I\sigma}$, где

$$W_{I\sigma}=\begin{pmatrix} 0 & \vartheta_c & \vartheta_s \\ -\vartheta_c & 0 & \delta \\ -\vartheta_s & -\delta & 0 \end{pmatrix}, \tag{4}$$

$\delta=\omega_L-\omega$ — расстройка относительно сильного поля, $\vartheta=(\mathbf{E}_L\cdot\mathbf{d})/\hbar$ — частота Раби, $\vartheta_s=\vartheta\sin\varphi$, $\vartheta_c=\vartheta\cos\varphi$, W_r — релаксационная матрица, собственные векторы и собственные значения которой в режиме насыщения сильным полем при $\Omega\gg\Gamma$ приведены в [7].

С учетом (2), (3) отклик на внешнее поле может быть представлен в виде

$$e(t)=\langle\rho|S(t)|\sigma_1\rangle=e_0(t)+e_p(t),$$

где $\langle\rho|$ — векторное представление матрицы плотности, e_0 — отклик атома только на сильное поле, а

$$e_p(t)=\left\langle\rho\left|\int\limits_0^t e^{W_r\tau}\,e^{\widetilde{W}_I\tau}\,e^{W_L\tau}\,\mathcal{L}_p(\tau)\,e^{-W_L\tau}\,e^{-\widetilde{W}_I\tau}\,e^{-W_r\tau}\,d\tau\cdot S_0(t)\right|\sigma_1\right\rangle \tag{5}$$

— линейный отклик, связанный с возмущением слабым полем.

Используя в (5) спектральное разложение операторов $\exp(W_rt)$, $\exp(\widetilde{W}_It)$, $\exp(W_Lt)$, отклик e_p можно представить в виде

$$\begin{aligned}e_p(t)=\frac{w}{\gamma}\frac{\Omega_p}{8}\,\mathrm{Im}\Big\{&C_1(\delta)\frac{(1-\delta^2/\Omega^2)\exp(-i(2\omega_L-\omega)t+i(\varphi-\varphi_L))}{-\Gamma+i(\omega_L+\Lambda+\Omega-\omega)}-\\ &-C_1^*(\delta)\frac{(1-\delta/\Omega)^2\exp(-i\omega t-i(\varphi+\varphi_L))}{-\Gamma-i(\omega_L+\Lambda+\Omega-\omega)}+\\ &+C_2(\delta)\frac{(1-\delta^2/\Omega^2)\exp(-i(2\omega_L-\omega)t-i(\varphi-\varphi_L))}{-\Gamma+i(\omega_L-\Lambda-\Omega-\omega)}-\\ &-C_2^*(\delta)\frac{(1+\delta/\Omega)^2\exp(-i\omega t-i(\varphi+\varphi_L))}{-\Gamma-i(\omega_L-\Lambda-\Omega-\omega)}+\\ &+C_3^*(\delta)\frac{(1-\delta^2/\Omega^2)\exp(-i\omega t-i(\varphi+\varphi_L))}{-\gamma-i(\omega_L-\omega)}+\\ &+C_3(\delta)\frac{(1-\delta^2/\Omega^2)\exp(-i(2\omega_L-\omega)t+i(\varphi-\varphi_L))}{-\gamma+i(\omega_L-\omega)}\Big\};\end{aligned} \tag{6}$$

где

$$C_1(\delta)=\frac{1}{2}(\delta/\Omega\cdot\exp(-i\varphi_L)-(1+\delta/\Omega)\exp(i\varphi_L)),$$

$$C_2(\delta)=\frac{1}{2}(\delta/\Omega\cdot\exp(-i\varphi_L)+(1-\delta/\Omega)\exp(i\varphi_L)),$$

$$C_3(\delta)=\delta/\Omega\cdot(\exp(-i\varphi_L)+\exp(i\varphi_L));\ \Omega_p=(\mathbf{E}_p\cdot\mathbf{d})/\hbar;$$

$\Omega=\sqrt{\vartheta_c^2+\vartheta_s^2+\delta^2}$ — частота Раби с учетом расстройки, $\Gamma=1/T_2$, $\gamma=1/T_1$, γ — ω — интенсивность некогерентной накачки.

Формула (6) описывает появление резонанса на трех частотах: частоте сильного поля ω_L и еще двух, отстроенных от нее на величину $\pm(\Lambda+\Omega)$. Отклик при этом появляется не только на частоте пробного поля ω, но и на частоте $2\omega_L-\omega$. Амплитуда отклика на обеих частотах равна и пропорциональна $(1-\delta^2/\Omega^2)$, т. е. при $\delta\to\infty$ пропорциональна квадрату амплитуды сильного поля, что согласуется с полученными ранее результатами [1].

Если рассматривать предельный переход $|\delta|\to\infty$, то $\gamma\to\gamma_0$, $\Gamma\to\Gamma_0$, $w\to w_0\,\mathrm{sgn}\,\delta$, $\Lambda\to\Lambda\,\mathrm{sgn}\,\delta$. Учитывая, что $\omega_L-\omega=\omega_a+\Lambda_0\,\mathrm{sgn}\,\delta$, из (6) получим линейный отклик невозмущенного атома на слабое поле:

$$e_p\big|_{|\delta|\to\infty}=\frac{w_0}{\gamma_0}\,\frac{\Omega_p}{4}\,\mathrm{Im}\,\frac{e^{-i\omega t-i\varphi}}{-\Gamma-i(\omega_a-\omega)}.$$

3. **Связь поглощения среды двухуровневых атомов с откликом одиночного атома.** Окончательно выражение для линейного отклика двухуровневого атома (6) на частоте пробного поля представляется в виде

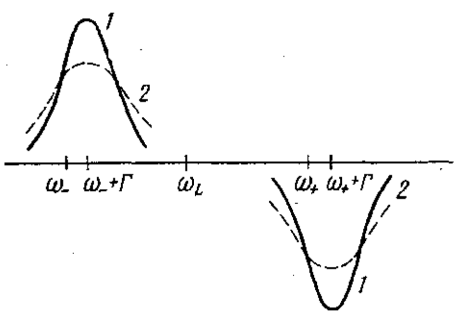
$$e_p(t)=\mathrm{Im}\left\{\beta\frac{(\mathbf{E}\cdot\mathbf{d})}{\hbar}e^{-i\omega t}\right\},\tag{7}$$

$$\beta=-e^{-i(\varphi+\varphi_L)}\left\{\frac{C_1^*(1-\delta/\Omega)^2}{-\Gamma-i(\omega_L+\Lambda+\Omega-\omega)}+\right.$$

$$\left.+\frac{C_2^*(1+\delta/\Omega)}{-\Gamma-i(\omega_L-\Lambda-\Omega-\omega)}+\frac{C_3^*}{-\gamma-i(\omega_L-\omega)}\right\}\frac{w}{8\gamma},$$

$\mathbf{E}$ — комплексная амплитуда пробного поля. С учетом (7) поляризация атома есть

$$\mathbf{p}(t)=\mathbf{d}\,\mathrm{Im}\left\{\beta\frac{(\mathbf{E}\cdot\mathbf{d})}{\hbar}e^{-i\omega t}\right\},$$



Спектр поглощения пробного поля при наличии частичного подавления фазовой релаксации (*1*) и без учета этого эффекта (*2*)

а проекция $\mathbf{p}$ на $\mathbf{E}$, определяющая поглощение,—

$$p(t)=(\mathbf{n}_0,\mathbf{e})^2d^2\,\mathrm{Im}\{\beta Ee^{-i\omega t}\},\tag{8}$$

где $E=|E_i|e^{-i\varphi}$, $(\mathbf{n}_0,\mathbf{e})^2=\cos^2\theta$;

θ — угол между направлениями поля и дипольного момента. Представляя в (8) $p(t)$ в виде действительной части, получим для него выражение $p=Ed^2\cos^2\theta\cdot\beta e^{-i\pi/2}$, а для линейной восприимчивости атома $\alpha(\omega)=d^2\cos\theta\cdot\beta e^{-i\pi/2}$. Соответствующее этой линейной восприимчивости поглощение при $w=\gamma$

$$\mu=4\pi\frac{\omega}{c}\,\mathrm{Im}\,\alpha=4\pi\frac{\omega}{c}\cos^2\theta\cdot Nd^2\,\mathrm{Im}\{\beta e^{-i\pi/2}\},$$

где N — концентрация атомов среды.

Если считать, что частоты $\omega_+=\omega_L+\Lambda+\Omega$ и $\omega_-=\omega_L-\Lambda-\Omega$ отстроены достаточно далеко от частоты сильного поля ω_L, то коэффициент поглощения μ можно рассчитывать независимо для каждого из резонансов. Для случая $\delta=0$ коэффициенты поглощения на частотах ω_+ и ω_- имеют вид

$$\mu_{\omega_+}=-\pi/2\cdot Nd^2\cos^2\theta\,\frac{\omega}{c}\,\frac{(\omega_+-\omega)\sin(2\varphi_L+\varphi)+\Gamma\cos(2\varphi_L+\varphi)}{\Gamma^2+(\omega_+-\omega)^2},\tag{9}$$

$$\mu_{\omega_-}=\pi/2\cdot Nd^2\cos^2\theta\cdot\frac{\omega}{c}\,\frac{(\omega_--\omega)\sin(2\varphi_L+\varphi)+\Gamma\cos(2\varphi_L+\varphi)}{\Gamma^2+(\omega_--\omega)^2}.\tag{10}$$

Из (9) и (10) видно, что при любых φ и φ_L знаки μ_{ω_+} и μ_{ω_-} противоположны. При $\delta=0$ поглощения на частоте ω_L нет, так как $C_3(\delta=0)=0$. Зависимость $\mu(\omega)$ для случая $\varphi=\varphi_L=0$ показана на рисунке.

4. **Заключение.** В результате проведенного анализа показано, что и при наличии подавления фазовой релаксации отклик атома на пробное поле состоит из двух частей: однофотонного на частоте пробного поля ω и трехфотонного на частоте $2\omega_L-\omega$, причем их амплитуды равны. Эффект подавления релаксации проявляется в сужении резонансных кривых по сравнению со случаем слабого поля. Полученные результаты качественно согласуются с результатами [1], но за счет асимптотики насыщающего сильного поля имеют существенно более простой вид.

Спектр поглощения рассматриваемой системы, рассчитанный на основе выражения для поляризации, имеет симметричный вид и в случае нулевой расстройки относительно сильного поля состоит из двух частей, одна из которых соответствует поглощению, другая — усилению пробного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск, 1977. [2] Бакланов Е. В., Чеботаев В. П. ЖЭТФ, 1971, **60**, с. 552. [3] Бакаев Д. С. и др. ЖЭТФ, 1982, **83**, с. 1279. [4] Mollow B. R. Phys. Rev., 1969, **188**, p. 1969. [5] Mollow B. R. Phys. Rev., 1970, **A2**, p. 76. [6] Зубарев Д. Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. [7] Гришанин Б. А. ЖЭТФ, 1983, **85**, № 8, с. 447.

Поступила в редакцию
22.06.83

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

УДК 621.315.592

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ СО СЛУЧАЙНЫМ ПОЛЕМ

А. Г. Миронов, М. Г. Новак

(кафедра физики полупроводников)

Методом оптимальной флуктуации [1, 2, 3] вычислена плотность состояний двумерной системы с гауссовым случайным полем примесного происхождения в общем случае произвольного радиуса убывания его бинарной корреляционной функции.

1. **Введение.** Рассматриваем двумерную систему, пространственно однородную и изотропную в отсутствие случайного поля, спектр электронов при этом параболический с эффективной массой m. Межэлектронное взаимодействие учитываем лишь через экранировку случайного поля примесного происхождения. Примем гауссовскую статистику распределения случайного поля: вероятность реализации конкретной конфигурации потенциальной энергии электрона $V(\varrho)$ дается функционалом $\mathscr{P}[V(\varrho)]$:

$$\mathscr{P}[V(\rho)]=\exp\{-S[V(\rho)]\}\left[\int\mathscr{D}[V(\rho)]\exp\{-S[V(\rho)]\}\right]^{-1},$$

где

$$S[V(\rho)]=\frac{1}{2}\int d\rho d\rho' V(\rho)\widetilde{\Psi}(|\rho-\rho'|)V(\rho') \tag{1}$$