сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р17-83-679

Г.М.Вуйичич, Н.М.Плакида

ДИНАМИКА ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ В СТЕКЛАХ

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Как показали исследования физических свойств диэлектрических и металлических стекол при низких температурах, значительную роль в них играют низкоэнергетические возбуждения, характерные для двухуровневых систем /ДС/ /см., напр. [1-3] /. Хотя существует большое число работ, посвященных изучению ДС в стеклах, в настоящее время отсутствует микроскопическая теория ДС, в которой бы последовательно учитывалось взаимодействие ДС с колебаниями атомов - "фононами" и электронами / в случае металлических стекол/. Последовательный учет этих взаимодействий необходим для объяснения термодинамических и кинетических свойств аморфных диэлектриков и металлов при низких температурах /см., напр. [4-6] /. При этом одной из наиболее сложных проблем здесь является выход за рамки обычной теории возмущений, поскольку взаимодействие ДС с фононами и электронами не мало - безразмерная константа связи $\Lambda \sim 1$.

В настоящей работе предложена самосогласованная схема расчета динамики ДС при учете ее взаимодействия с длинноволновыми акустическими фононами /неоднородной деформацией/ и электронами / в случае металлических стекол/. Нами использован метод неприводимых функций Грина [7], соответствующий модифицированному методу проекционных операторов Мори, примененному ранее в [8] для исследования режима медленной релаксации в спин-фононной системе. В следующем разделе получена система уравнений для поперечной и продольной динамических восприимчивостей ДС и рассмотрено приближение взаимодействующих мод. В п.3 обсуждаются результаты стандартной теории возмущений в пределе слабой связи и режим медленной релаксации при модельном описании взаимодействия ДС с другими возбуждениями.

2. САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ

Рассмотрим модель ДС в стекле, записывая гамильтониан ее в псевдоспиновом представлении /см. [1-3] /:

$$H_\ell = F_\ell S^z_\ell + \rho(\ell) S^x_\ell , \qquad /1/$$

где S^a_ℓ - оператор спина $S = 1/2$, E_ℓ - энергия возбуждения ДС, находящейся в узле ℓ. Взаимодействие ДС с фононами и электронами /для металлического стекла/ описывается оператором

$$\rho(\ell) = \rho_{ph}(\ell) + \rho_{e\ell}(\ell) = \qquad /2/$$

$$= \sum_{\vec{q}\lambda} V_\lambda(\vec{q})\, e^{i\vec{q}\vec{\ell}}\, Q_{\vec{q}\lambda} + \sum_{\vec{q}} V_\ell(\vec{q})\, e^{i\vec{q}\vec{\ell}} \sum_{\vec{p}\sigma} a^+_{\vec{p}\sigma}\, a_{\vec{p}+\vec{q}\sigma},$$

где матричный элемент взаимодействия с фононами

$$V_\lambda(\vec{q}) = \frac{i}{\sqrt{NM}}\, e^\alpha_\lambda(\vec{q})\, q_\beta 2M_{\alpha\beta} \qquad /3/$$

определяется величиной деформационного взаимодействия $M_{\alpha\beta}$, $\vec{e}_\lambda(\vec{q})$ - вектор поляризации акустического фонона ветви λ. Взаимодействие с электронами в представлении плоских волн имеет вид [2]:

$$V_\ell(\vec{q}) = \frac{1}{N\Omega}\, v_\ell(\vec{q})\, 2i \sin\frac{\vec{q}\vec{d}_\ell}{2}, \qquad /4/$$

где $v_\ell(\vec{q})$ - электрон-ионный потенциал, d_ℓ - характерное расстояние между минимумами двойной ямы, описывающей ДС, $N\Omega$ - объем системы с числом частиц N. Продольные компоненты $(\sim S^z_\ell)$ во взаимодействии ДС с флуктуациями плотности в /1/ не учитываются ввиду их несущественной роли в кинетике ДС.

Рассмотрим поперечную $\chi_T(\omega)$ и продольную $\chi_L(\omega)$ динамические восприимчивости для ДС, определяя их с помощью запаздывающих двухвременных функций Грина [8]:

$$\chi_T(\omega) = -\langle\langle S^x | S^x \rangle\rangle_{\omega+i\epsilon}, \qquad /5/$$

$$\chi_L(\omega) = -\langle\langle S^z | S^z \rangle\rangle_{\omega+i\epsilon},$$

где приняты стандартные обозначения для функций Грина и опущен индекс ℓ узла для ДС. При составлении цепочки уравнений для функций Грина /5/ воспользуемся методом неприводимых функций Грина, предложенным Ю.А.Церковниковым [7]. Для этого введем функцию релаксации Кубо

$$\Phi_{AB}(\omega) = ((A|B^+))_\omega = -i\int_0^\infty e^{i\omega t}\,dt \int_0^\beta \langle A(t)\, B^+(i\tau)\rangle\, d\tau, \qquad /6/$$

где $\beta = 1/T$ - обратная температура и статистическое среднее $\langle\ldots\rangle$ от операторов $A(t)$, $B(t)$ в представлении Гейзенберга вычисляется по равновесному состоянию системы. Эта функция связана с /5/ соотношением:

$$\omega((A|B^+))_\omega = \langle\langle A|B^+\rangle\rangle_\omega - \langle\langle A|B^+\rangle\rangle_{\omega=0}. \qquad /7/$$

Составляя цепочку уравнений для функции релаксации /6/ для системы с гамильтонианом /1/, как это описано в [7], получим:

$$\chi_L(\omega) = -\frac{N_L(\omega)}{\omega - N_L(\omega)/\chi^\circ_L}, \qquad /8/$$

$$\chi_T(\omega) = -\frac{ES}{\omega^2 - E_0^2 + \omega N_T(\omega)}, \qquad /9/$$

где продольная матрица релаксации определяется неприводимой функцией первого порядка:

$$N_L(\omega) = ((i\dot{S}^z | -i\dot{S}^z))^{(1)}_\omega = ((\rho S^y | \rho S^y))^{(1)}_\omega, \qquad /10/$$

а поперечная матрица релаксации - неприводимой функцией второго порядка:

$$N_T(\omega) = -\frac{1}{ES}((i^2\ddot{S}^x | i^2\ddot{S}^x))^{(2)}_\omega = \qquad /11/$$

$$= -\frac{E}{S}((\rho S^z - ES^x | \rho S^z - ES^x))^{(2)}_\omega.$$

Здесь проектирование в неприводимых функциях релаксации первого порядка определяется равенством [7]:

$$((i\dot{A} | -i\dot{B}^+))^{(1)}_\alpha = ((i\dot{A} | -i\dot{B}^+))_\omega - \qquad /12/$$

$$-((i\dot{A}|B^+))_\omega\, ((A|B^+))^{-1}_\omega\, ((A|-i\dot{B}^+))_\omega$$

и подобным же равенством - для функций второго порядка, так что

$$((i\dot{A}|B^+))^{(1)}_\omega = 0, \quad ((i\dot{A}|i^2\ddot{B}))^{(2)}_\omega = 0. \qquad /13/$$

В /8/, /9/ введены также обозначения:

$$E_0^2 = \frac{ES}{\chi^\circ_T}, \quad S = -\langle S^z\rangle, \quad \chi^\circ_{L,T} = \chi_{L,T}(\omega = 0). \qquad /14/$$

Чтобы замкнуть полученную систему уравнений, воспользуемся далее приближением взаимодействующих мод, как и в работе [8], используя спектральное представление:

$$((AB|A^+B^+))_\omega \approx$$

$$\approx \frac{1}{\pi^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega_1 d\omega_2}{(\omega_1+\omega_2)(\omega-\omega_1-\omega_2)}\,\frac{1}{2}\left(\mathrm{cth}\frac{\beta\omega_1}{2}+\mathrm{cth}\frac{\beta\omega_2}{2}\right)\times \tag{15}$$

$$\times\, \mathrm{Im}\langle\langle A|A^+\rangle\rangle_{\omega_1+i\epsilon}\ \mathrm{Im}\langle\langle B|B^+\rangle\rangle_{\omega_2+i\epsilon}\ .$$

Это приближение позволяет получить следующие выражения для функций /10/ и /11/:

$$N_L(\omega) = \frac{1}{\pi^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega_1 d\omega_2}{(\omega_1+\omega_2)(\omega-\omega_1-\omega_2)}\,\frac{1}{2}\left(\mathrm{cth}\frac{\beta\omega_1}{2}+\mathrm{cth}\frac{\beta\omega_2}{2}\right)\times \tag{16}$$

$$\times\, \frac{\omega_1^2}{E^2}\chi''_T(\omega_1)F''(\omega_2).$$

$$N_T(\omega) = \frac{ES}{\omega}F(\omega) - \frac{E}{S}\,\frac{1}{\pi^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega_1 d\omega_2}{(\omega_1+\omega_2)(\omega-\omega_1-\omega_2)}\times \tag{17}$$

$$\times\, \frac{1}{2}\left(\mathrm{cth}\frac{\beta\omega_1}{2}+\mathrm{cth}\frac{\beta\omega_2}{2}\right)\chi''_L(\omega_1)F''(\omega_2),$$

где

$$\chi''_{L,T}(\omega) = \mathrm{Im}\,\chi_{L,T}(\omega), \quad F''(\omega) = \mathrm{Im}F(\omega)$$

и

$$F(\omega) = -\langle\langle\rho(\ell)|\rho(\ell)\rangle\rangle_{\omega+i\epsilon} \approx F_{ph}(\omega) + F_{e\ell}(\omega) \tag{18}$$

- динамическая восприимчивость для флуктуаций плотности, описываемых операторами $\rho_{ph}(\ell)$ и $\rho_{e\ell}(\ell)$ в /2/. Для самосогласованного вычисления термодинамических средних $S = -\langle S^z\rangle$ и χ°_L, χ°_T можно воспользоваться равенствами [8]

$$\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{e^{\beta\omega}-1}\chi''_T(\omega) = \langle (S^x)^2\rangle = \frac{1}{4}, \tag{19}$$

$$\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{e^{\beta\omega}-1}\chi''_T(\omega)\frac{\omega^2}{E^2} = \langle (S^y)^2\rangle = \frac{1}{4}, \tag{20}$$

$$\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{e^{\beta\omega}-1}\chi''_L(\omega) = \langle (S^z - \langle S^z\rangle)^2\rangle = \frac{1}{4} - S^2. \tag{21}$$

В результате получаем самосогласованную систему нелинейных уравнений /8/, /9/, /16/, /17/ и /19/-/21/, которая позволяет определить как динамические, так и термодинамические свойства ДС [8].

Свойства аморфной среды, с которой взаимодействует ДС, определяются динамической восприимчивостью /18/. Пренебрегая обратным влиянием ДС /ввиду их малой концентрации в стекле/ на свойства фононной и электронной подсистем, вычислим /18/ в приближении свободных фононов и электронов. Спектральная плотность однофононных возбуждений, согласно /2/, определяется функцией:

$$F''_{ph}(\omega) = -\sum_{\vec q\lambda}|V_\lambda(\vec q)|^2\,\mathrm{Im}\langle\langle Q_{\vec q\lambda}|Q_{-\vec q\lambda}\rangle\rangle_{\omega+i\epsilon} = \tag{22}$$

$$= \pi\sum_{\vec q\lambda}|V_\lambda(\vec q)|^2\,\delta(\omega^2-\omega^2_{\vec q\lambda}) \approx \Lambda^\circ_{ph}\,\frac{\pi}{2}\omega g(\omega),$$

где введена эффективная константа связи Λ°_{ph} согласно равенству $|V_\lambda(\vec q)|^2 \approx \Lambda^\circ_{ph}\,\omega^2_{\vec q\lambda}\,(1/N)$ и спектральная плотность акустических фононов $g(\omega)$ - в дебаевском приближении она равна $g(\omega) = 3\omega^2/\omega_D^3$.

Спектральная плотность электронных возбуждений в приближении Хартри:

$$F''_{e\ell}(\omega) = \pi\sum_{\vec q}|V_\ell(\vec q)|^2\sum_{\vec p\sigma}(n_{\vec p} - n_{\vec p+\vec q})\,\delta(\epsilon_{\vec p} - \epsilon_{\vec p+\vec q} - \omega) \approx \tag{23}$$

$$\approx \Lambda^\circ_{e\ell}\,\frac{\pi}{2}\omega\,\mathrm{cth}\frac{\beta\omega}{2},$$

где введена эффективная константа связи ДС с электронами $\Lambda^\circ_{e\ell} = (N_F\Omega V_\perp)^2$ /см. [2]/, $n_{\vec p}$ - распределение Ферми для электронов с энергией $\epsilon_{\vec p}$. Используя полученные выражения /22/, /23/, систему уравнений для матриц релаксации /16/, /17/ и восприимчивостей /8/, /9/ можно решить численно, как это описано в [8]. Далее мы рассмотрим лишь некоторые приближенные решения этой системы.

3. ПРИБЛИЖЕННОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ВОСПРИИМЧИВОСТЕЙ

В приближении слабой связи Λ°_{ph}, $\Lambda^\circ_{e\ell} \to 0$ полученную систему уравнений удобно решать методом последовательных приближений.

Для вычисления матриц релаксации /16/, /17/ необходимо найти $\chi^{(o)\,\prime\prime}_{L,T}(\omega)$, которые, согласно /8/, /9/, при $N_L(\omega) \to 0$, $N_T(\omega) \to 0$ имеют вид:

$$\frac{1}{\omega}\chi^{(o)\,\prime\prime}_{L}(\omega) = \pi\chi^{o}_{L}\,\delta(\omega)\,, \qquad /24а/$$

$$\chi^{(o)\,\prime\prime}_{T}(\omega) = \pi\,\frac{ES}{2E_0}\left[\delta(\omega - E_0) - \delta(\omega + E_0)\right]. \qquad /24б/$$

При этом из равенств /19/-/21/ находим $E = E_0$, $\chi^{o}_{T} = S/E$ и $S = (1/2)\,\mathrm{th}(E/2T)$, т.е. результаты для свободной ДС. Используя /21/ и /24а/, получаем также $\chi^{o}_{L} = [4T\,\mathrm{ch}^2(E/2T)]^{-1}$. Подставляя /24а/, /24б/ в правую часть /16/, /17/, находим матрицы релаксации первого порядка:

$$N^{\prime\prime}_{L}(\omega) = -\frac{1}{8\omega}\Big\{\Big[1 - \mathrm{th}\frac{E}{2T}\,\mathrm{cth}\frac{\omega+E}{2T}\Big]F^{\prime\prime}(\omega + E) - \qquad /25/$$

$$-\Big[1 + \mathrm{th}\frac{E}{2T}\,\mathrm{cth}\frac{\omega-E}{2T}\Big]F^{\prime\prime}(\omega - E)\Big\}\,,$$

$$N^{\prime\prime}_{T}(\omega) = \frac{ES}{\omega}F^{\prime\prime}(\omega)\Big\{1 + \frac{\chi^{o}_{L}T}{S^2}\Big\} - \frac{E}{4S\omega}F^{\prime\prime}(\omega)\,. \qquad /26/$$

В этом приближении поперечная динамическая восприимчивость /9/ описывает резонансное поведение ДС при частотах $\omega = \pm E$ с шириной уровня

$$\frac{1}{T_2} = \Gamma_T = \frac{1}{2}N^{\prime\prime}_{T}(\omega \approx E) = \frac{1}{4}\,\mathrm{cth}\frac{E}{2T}F^{\prime\prime}(E)\,, \qquad /27/$$

а продольная восприимчивость /8/ $(1/\omega)\,\chi^{\prime\prime}_{L}(\omega)$ имеет вид центрального пика при $\omega = 0$ с шириной

$$\frac{1}{T_1} = \Gamma_L = \lim_{\omega\to 0}\frac{1}{\chi^{o}_{L}}N^{\prime\prime}_{L}(\omega) = \frac{1}{2}\,\mathrm{cth}\frac{E}{2T}F^{\prime\prime}(E)\,. \qquad /28/$$

Полученные результаты совпадают с [8], и с учетом явного вида функций /22/, /23/ позволяют определить времена продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации ДС. При учете взаимодействия ДС только с фононами, приходим к результатам обычной теории возмущений:

$$\frac{1}{T_2} = \Lambda^{o}_{ph}\,\frac{\pi}{8}\,Eg(E)\,\mathrm{cth}\frac{E}{2T} = \frac{|M_{\alpha\beta}|^2E^3}{4\pi\hbar^4c^5\rho}\,\mathrm{cth}\frac{E}{2T}\,, \qquad /29/$$

где $\rho = (M/\Omega)$ - плотность, c - средняя скорость акустических фононов.

В металлическом стекле время жизни возбуждений T_2 определяется в основном взаимодействием ДС с электронами,и согласно /27/, /23/, равно

$$\frac{1}{T_2} = \Big[\frac{E}{8S\omega}F^{\prime\prime}_{e\ell}(\omega)\Big]_{\omega=E} = \Lambda^{o}_{e\ell}\,\frac{\pi}{8}\,E\Big(\mathrm{cth}\frac{E}{2T}\Big)^2\,. \qquad /30/$$

Отметим, что полученное выражение отличается от результатов обычной теории возмущений дополнительным множителем $(1/4S) = (1/2)\,\mathrm{cth}(E/2T)$,который появляется в /26/ при последовательном учете статистики ДС в приближении взаимодействующих мод в /17/.

Помимо резонансного, поперечная динамическая восприимчивость /9/ может иметь релаксационное поведение при $\omega \to 0$, обусловленное медленной релаксацией в системе, с которой взаимодействует ДС. В этом случае матрица релаксации /17/ может быть представлена в модельном виде [8]:

$$N_T(\omega) = -ES\Lambda\,\frac{1}{\omega + i\gamma}\,. \qquad /31/$$

где $\gamma \ll E$ - характерная малая частота системы, описывающая режим медленной релаксации, Λ - константа связи ДС с флуктуациями плотности в стекле. В отличие от [8], параметр γ невозможно сопоставить с характерными энергиями фононной ω_D или электронной ϵ_F подсистем, так как для ДС в стеклах $E \ll \omega_D, \epsilon_F$.

Это модельное представление приводит к обычному в методе проекционных операторов Мори трехполюсному приближению для поперечной восприимчивости:

$$\chi_T(\omega) = \frac{ES}{E_0^2 - \omega^2 + ES\Lambda\dfrac{\omega}{\omega + i\gamma}} = \frac{ES(\omega + i\gamma)}{(E_1^2 - \omega^2)(\omega + i\gamma_0)}\,, \qquad /32/$$

где

$$E_1^2 = E_0^2 + \Lambda SE\,, \quad \gamma_0 \approx \gamma\,\frac{E_0^2}{E_1^2}\,. \qquad /33/$$

Подставляя /32/ в равенства /19/, /20/, получим уравнение для определения термодинамических величин χ^{o}_{T} и S. Вычисляя интеграл в /20/, с учетом полюсных вкладов при $\omega = \pm E_1$,получим

$$S = \frac{E}{2E_1}\,\mathrm{th}\frac{E_1}{2T}. \qquad /34/$$

Для вычисления интеграла в /19/ перейдем в комплексную плоскость ω и учтем, что $\chi_T(\omega + i\epsilon)$ /или $\chi_T(\omega - i\epsilon)$/ не имеет полюсов в верхней, $\mathrm{Im}\,\omega > 0$ /или нижней, $\mathrm{Im}\,\omega < 0$/ полуплоскости ω:

$$I = \frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{e^{\beta\omega} - 1}[\chi_T(\omega + i\epsilon) - \chi_T(\omega - i\epsilon)] = \qquad /35/$$

$$= T\chi_T(z = 0) + T\sum_{n=1}^{\infty}\chi_T(z_n) + T\sum_{n=-1}^{-\infty}\chi_T(z_n),$$

где $z_n = 2\pi i n T$ - полюса функции $(e^{\beta\omega} - 1)^{-1}$. Подставляя сюда выражение /32/, получаем

$$I = T\chi_T^{\circ} + \frac{ES}{E_1^2}\left(\frac{E_1}{2}\,\mathrm{cth}\frac{E_1}{2T} - T\right) + \qquad /36/$$

$$+ ES\frac{\gamma - \gamma_0}{\pi}\frac{1}{(2\pi T)^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2 + (E_1/2\pi T)^2}\,\frac{1}{n + (\gamma_0/2\pi T)}.$$

Суммирование по n проведем, используя определение дигамма-функции $\Psi(z)$, что дает в приближении $\gamma_0 \ll E_1$ уравнение для χ_T° /8/:

$$T\chi_T^{\circ} + \frac{ES}{E_1^2}\left(\frac{E_1}{2}\,\mathrm{cth}\frac{E_1}{2T} - T\right) + \frac{ES}{E_1^2}\,\frac{\gamma - \gamma_0}{\pi}\times \qquad /37/$$

$$\times\,\mathrm{Re}\left[\Psi\left(1 + \frac{iE_1}{2\pi T}\right) - \Psi\left(1 + \frac{\gamma_0}{2\pi T}\right)\right] = \frac{1}{4}.$$

Решая совместно уравнения /34/ и /37/, можно определить температурную зависимость статической восприимчивости χ_T° и средней поляризации S при определенном выборе параметров модели E, Λ и γ. Подробное исследование этой системы проведено в /8/, поэтому приведем здесь лишь наиболее интересные результаты в пределе сильной связи, $\Lambda \gg E$. В этом случае $E_1^2 \approx \Lambda E S$ и при $T \ll E_1$, $S = E/2E_1$, что дает для статической восприимчивости в /37/ выражение при $T > \gamma_0$:

$$\chi_T^{\circ} = \frac{1}{4T}\left\{1 - \frac{2E_1}{\Lambda} - \frac{4\gamma}{\pi\Lambda}\left[\ln\frac{E_1}{2\pi T} - \Psi(1)\right]\right\}. \qquad /38/$$

При $T = 0$ из /37/ находим также

$$\chi_T^{\circ} = \frac{\gamma}{\Lambda E_1}\exp\left(\frac{\pi\Lambda}{4\gamma}\right), \quad E_1 = \left(\frac{\Lambda E^2}{2}\right)^{1/3}. \qquad /39/$$

Эти формулы показывают, что в пределе сильной связи статическая восприимчивость имеет весьма сложную температурную зависимость /38/ и конечное, ненулевое значение /39/ при $T = 0$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Полученная в настоящей работе самосогласованная система уравнений для продольной /8/ и поперечной /9/ динамических восприимчивостей позволяет исследовать динамику ДС в стекле при учете взаимодействия ее как с акустическими фононами /22/, так и электронами /23/. В отличие от /8/, при выводе этой системы уравнений мы воспользовались методически более простым методом неприводимых функций Грина, предложенным в /7/. В пределе слабой связи ДС с фононами и электронами мы приходим к результатам теории возмущений для времени жизни возбуждений ДС /29/, /30/ с дополнительным учетом в случае взаимодействия с электронами температурной зависимости средней заселенности ДС $\langle S^z \rangle$. Значительный интерес при изучении термодинамических свойств ДС в стеклах в области низких температур представляет наблюдение режима медленной релаксации, который, как и в /8/, мы рассмотрели, используя модельную форму /31/ для матрицы релаксации. Более последовательный самосогласованный расчет динамических восприимчивостей с учетом полных уравнений /16/, /17/ для матриц релаксации и анализ кинетических и термодинамических свойств, обусловленных динамикой ДС в стеклах, предполагается рассмотреть в отдельной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Amorphous Solids. Low temperature properties. Ed. W.A.Phillips, Springer-Verlag, Berlin, 1981.
2. Black J.L. In: Glassy Metals 1. (Eds. H.J.Güntherodt, H.Beck). Springer-Verlag, Berlin, 1981, p.167.
3. Смоляков Б.П., Хаймович Е.П. УФН, 1982, 136, № 2, с.317.
4. Трахтенберг Л.И., Флеров В.Н. ЖЭТФ, 1982, т.83, № 5, с.1908-1923.

5. Гуревич В.Л., Паршин Д.А. ЖЭТФ, 1982, т.83, № 6, с.2301-2316.
6. Вуйичич Г.М., Плакида Н.М. ФНТ, 1983, т.9, № 3, с.267-276.
7. Церковников Ю.А. ТМФ, 1981, т.49, № 2, с.219-233; ТМФ, 1982, т.50, № 2, с.261-271.
8. Beck R., Götze W., Prelovšek P. Phys.Rev., 1979, vol.A20, No.3, p.1140-1151.
9. Боголюбов Н.Н., Тябликов С.В. ДАН СССР, сер.мат.физ., 1959, т.126, № 1, с.53-56; Зубарев Д.Н. УФН, 1960, т.71, № 1, с.71-116.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 сентября 1983 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Вуйчич Г.М., Плакида Н.М. P17-83-679

Динамика двухуровневых систем в стеклах

Получена самосогласованная система уравнений для продольной и поперечной динамических восприимчивостей двухуровневой системы в металлических стеклах на основе метода неприводимых функций Грина. Исследована динамика данной системы, взаимодействующей с акустическими фононами и с электронами в пределе слабой связи и в режиме медленной релаксации.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Vujicic G.M., Plakida N.M. P17-83-679

On the Dynamics of the Two-Level System in Glasses

The self-consistent system of equations for longitudinal and transversal dynamical susceptibilities of two-level system (TLS) in metallic glasses is obtained by using the method of irreducible Green functions. The dynamics of TLS interacting with acoustic phonons and electrons is discussed in the weak coupling limit and in the slow-fluctuation regime.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой