ПРИЛОЖЕНИЕ Б. ВЫВОД УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ИЗМЕНЕНИЯ СРЕДНЕГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЧАСТИЦЫ В ПАРЕ

Для того чтобы оценить μ_{I}, можно использовать соображения, аналогичные использованным при выводе соотношений (А18–А20), а именно, приближение равновесного распределения по ориентациям моментов внутри потенциальной долины:

$$\mu_{\mathrm{I}} = W(0,0)\int_{\mathrm{I}} \cos\theta_1 \Psi_{\mathrm{I}} \sin\theta_1 \sin\theta_2 d\theta_1 d\theta_2 d\varphi_1 d\varphi_2, \quad (\text{Б1})$$

$$\Psi_{\mathrm{I}} = \exp\left(-\sigma\left(2-\cos^2\theta_1-\cos^2\theta_2\right)\right)$$
$$\exp\left(u_{\mathrm{dd}}(0,0)-u_{\mathrm{dd}}(\theta_1,\theta_2)-h\left(2-\cos\theta_1-\cos\theta_2\right)\right).$$

Учитывая сильные неравенства $\sigma \gg 1$ и $\lambda/\sigma \ll 1$, соотношение (Б1) в нулевом приближении по отношению λ/σ можно переписать следующим образом:

$$\mu_{\mathrm{I}} \approx W(0,0)\left[2\pi\int_{\mathrm{I}}^{\infty}\exp\left(-\left(\sigma+\frac{h}{2}\right)\theta^2\right)\theta d\theta\right]^2 = W(0,0)\left[\frac{\pi}{\sigma+\frac{h}{2}}\right]^2. \quad (\text{Б2})$$

В линейном приближении по h отсюда получаем:

$$\mu_{\mathrm{I}} = W(0,0)\eta\left(1-\frac{1}{\sigma}h\right). \quad (\text{Б3})$$

Аналогично

$$\mu_{\mathrm{IV}} = -W(\pi,\pi)\eta\left(1+\frac{1}{\sigma}h\right), \quad (\text{Б4})$$

$$\mu_{\mathrm{II}} = W(0,\pi)\eta,\ \mu_{\mathrm{III}} = -W(\pi,0)\eta.$$

Следовательно, статистически среднее значение проекции вектора магнитного момента частицы на поле **H** определяется суммой $\mu_{\mathrm{h}} = \mu_{\mathrm{I}} + \mu_{\mathrm{IV}}$. Пренебрегая малым отношением h/σ, получаем:

$$\mu_{\mathrm{h}} \approx \left(W(0,0)-W(\pi,\pi)\right)\eta. \quad (\text{Б5})$$

Для дальнейшего удобно также ввести разность

$$\delta\mu_{\mathrm{h}} = \mu_{\mathrm{I}} - \mu_{\mathrm{IV}} \approx \left(W(0,0)+W(\pi,\pi)\right)\eta. \quad (\text{Б6})$$

Наша цель сейчас – вывести уравнение для кинетики изменения μ_{h} на основе уравнений (А12–А17) для вероятностей $P_{\mathrm{I}}, P_{\mathrm{IV}}$.

Учитывая уравнения (А12, А16) и (А21), в старшем приближении по малому отношению λ/σ получаем:

$$\tau_{\mathrm{D}}\eta\frac{\partial W(0,0)}{\partial t} = q_{\mathrm{I}}\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}\left[e^{\mathrm{u}(\pi,0)}W(\pi,0)-e^{\mathrm{u}(0,0)}W(0,0)\right], \quad (\text{Б7})$$

$$\tau_{\mathrm{D}}\eta\frac{\partial W(\pi,\pi)}{\partial t} = q_{\mathrm{IV}}\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}\left[e^{\mathrm{u}(\pi,0)}W(\pi,0)-e^{\mathrm{u}(\pi,\pi)}W(\pi,\pi)\right],$$

$$q_{\mathrm{I}} = q^0\left(1+h\left(1-\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)\right),$$
$$q_{\mathrm{IV}} = q^0\left(1-h\left(1-\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)\right),$$

$$q^0 = \frac{\pi}{\sigma}\exp(\sigma)\exp\left(\lambda\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)\int_0^{2\pi}\exp\left(\lambda\frac{z\rho}{r^5}\cos\varphi\right)d\varphi.$$

Эти уравнения могут быть переписаны в виде:

$$\tau_{\mathrm{D}}\eta\frac{\partial\left(W(0,0)+W(\pi,\pi)\right)}{\partial t} = q^0\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}[2e^{\mathrm{u}(\pi,0)}W(\pi,0)-e^{\mathrm{u}(0,0)}W(0,0)-e^{\mathrm{u}(\pi,\pi)}W(\pi,\pi)+$$
$$+h\left(1-\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)\left(e^{\mathrm{u}(\pi,\pi)}W(\pi,\pi)-e^{\mathrm{u}(0,0)}W(0,0)\right)] \quad (\text{Б8})$$

и

$$\tau_{\mathrm{D}}\eta\frac{\partial\left(W(0,0)-W(\pi,\pi)\right)}{\partial t} = q^0\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}[\left(e^{\mathrm{u}(\pi,\pi)}W(\pi,\pi)-e^{\mathrm{u}(0,0)}W(0,0)\right)+$$
$$+h\left(1-\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)\begin{pmatrix}2e^{\mathrm{u}(\pi,0)}W(\pi,0)-e^{\mathrm{u}(0,0)}W(0,0)-\\-e^{\mathrm{u}(\pi,\pi)}W(\pi,\pi)\end{pmatrix}] \quad (\text{Б9})$$

Комбинируя условие нормировки $P_{\mathrm{I}}+P_{\mathrm{II}}+P_{\mathrm{III}}+P_{\mathrm{IV}} = 1$ с (А21), получаем

$$W(\pi,0) = \frac{1}{2\eta}-\frac{W(0,0)+W(\pi,\pi)}{2}.$$

Подставляя это соотношение в (38, 39), приходим к уравнениям:

$$\tau_{\mathrm{D}}\eta\frac{\partial\left(W(0,0)+W(\pi,\pi)\right)}{\partial t} = q^0\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}[\frac{1}{\eta}e^{\mathrm{u}(\pi,0)}-\left(e^{\mathrm{u}(\pi,0)}+e^{\mathrm{u}(0,0)}\right)W(0,0)-$$
$$-\left(e^{\mathrm{u}(\pi,0)}+e^{\mathrm{u}(\pi,\pi)}\right)W(\pi,\pi)+$$
$$+h\left(1-\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)\left(e^{\mathrm{u}(\pi,\pi)}W(\pi,\pi)-e^{\mathrm{u}(0,0)}W(0,0)\right)] \quad (\text{Б10})$$

и

$$\tau_D\eta\frac{\partial\left(W(0,0)-W(\pi,\pi)\right)}{\partial t}=$$
$$=q^0\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}[\left(e^{u(\pi,\pi)}W(\pi,\pi)-e^{u(0,0)}W(0,0)\right)+$$
$$+h\left(1-\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)\begin{pmatrix}\frac{1}{\eta}e^{u(\pi,0)}-\left(e^{u(\pi,0)}+e^{u(0,0)}\right)W(0,0)-\\-\left(e^{u(\pi,0)}+e^{u(\pi,\pi)}\right)W(\pi,\pi)\end{pmatrix}. \quad (Б11)$$

Представим потенциалы $u(0,0)$ и $u(\pi,\pi)$ в форме:

$$u(0,0)=u^0-2h;\ u(\pi,\pi)=u^0+2h;\ u(\pi,0)=u^1 \quad (Б12)$$

$$u^0=-2\sigma-\lambda f_0;\ u^1=-2\sigma+\lambda f_0$$

В линейном приближении по h уравнения (Б10, Б1) могут быть переписаны в виде:

$$\tau_D\eta\frac{\partial\left(W(0,0)+W(\pi,\pi)\right)}{\partial t}=$$
$$=q^0\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}[\frac{1}{\eta}e^{u^1}-\left(e^{u^1}+e^{u^0}\right)\left(W(0,0)+W(\pi,\pi)\right)+$$
$$+h\left(2+\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)\left(W(\pi,\pi)-W(0,0)\right)e^{u^0}] \quad (Б13)$$

и

$$\tau_D\eta\frac{\partial\left(W(0,0)-W(\pi,\pi)\right)}{\partial t}=$$
$$=q^0\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}[\left(W(\pi,\pi)-W(0,0)\right)e^{u^0}+$$
$$+h\begin{pmatrix}\left(1-f_0\right)\frac{1}{\eta}e^{u^1}+\left(2e^{u^0}-\left(1-\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)\left(e^{u^1}+e^{u^0}\right)\right)\times\\\times\left(W(0,0)+W(0,0)\right)\end{pmatrix}]. \quad (Б14)$$

Используя соотношения (Б5, Б6) в (Б13, Б14), учитывая, что при малых h выполняется линейное соотношение $\mu_h\sim h$, уравнения (Б13, Б14) можно переписать в виде:

$$\tau_D\eta\frac{\partial\delta\mu}{\partial t}=q^0\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}\left[e^{u^1}-\left(e^{u^1}+e^{u^0}\right)\delta\mu\right] \quad (Б15)$$

и

$$\tau_D\eta\frac{\partial\mu_h}{\partial t}=$$
$$=q^0\sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}\left[h\begin{pmatrix}\left(1-\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)e^{u^1}+\\+\left(2e^{u^0}-\left(1-\frac{\lambda}{\sigma}f_0\right)\left(e^{u^1}+e^{u^0}\right)\right)\delta\mu\end{pmatrix}-e^{u^0}\mu_h\right]. \quad (Б16)$$

Уравнение (Б15) имеет стационарное решение

$$\delta\mu=\frac{e^{u^1}}{e^{u^1}+e^{u^0}}.$$

Подставляя его в (Б16), приходим к релаксационному уравнению (11) для μ_h.