Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 270—278 (1973)

ПЕРЕХОДЫ ПОД ВЛИЯНИЕМ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ ИЗОТРОПНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ДИФФУЗИОННОМ ДВИЖЕНИИ ЧАСТИЦ

И. В. АЛЕКСАНДРОВ, Л. Г. КАРАМЯН

Получены выражения для вероятности неадиабатических переходов в двухуровневой системе при диффузионном движении изотропно взаимодействующих частиц во внешнем постоянном магнитном поле, где разность между уровнями $\hbar\omega(r(t))$ является случайной функцией времени t, а $r(t)$ рассматривается как случайный процесс вследствие диффузионного движения частиц. Вычисление произведено по теории возмущений на основе несекулярной части взаимодействия. Подробные вычисления сделаны для короткодействующего взаимодействия, аппроксимированного потенциальной ямой.

Многие эффекты магнитной релаксации в жидкой фазе могут быть интерпретированы на основе спинового гамильтониана $H = H(\sigma, \vec{r}(t))$, где σ — спиновые переменные, $\vec{r}(t)$ — классические траектории (радиус-векторы) частиц, рассматриваемые как случайные функции времени вследствие хаотического движения частиц.

В настоящей работе мы будем рассматривать наиболее реалистическую и традиционную модель случайного движения частиц — трехмерную диффузию, когда условная вероятность $P(\vec{r}_2, t; \vec{r}_1)$ подчиняется уравнению диффузии

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D\Delta P,$$

и будем вычислять вероятность неадиабатических переходов, индуцированных диффузионным движением взаимодействующих частиц.

В работе [1] был рассмотрен случай одномерной диффузии и δ-образного потенциала, а также случай дискретного процесса Пуассона и ступенчатого локального взаимодействия.

Здесь мы получим общее выражение для вероятности перехода при трехмерном диффузионном движении в случае изотропного быстро убывающего с расстоянием (быстрее, чем r^{-3}) потенциала взаимодействия. Мы произведем подробный расчет для взаимодействия, имеющего вид сферической потенциальной ямы.

Полагая, что вероятности переходов, вызванных взаимодействиями с различными частицами, аддитивны, рассмотрим описывающий пару частиц двухуровневый гамильтониан (в единицах частоты)

$$H = \frac{1}{2}(\omega_0 + \omega(r(t)))\,\sigma_z + \frac{1}{2}\,\omega_1\sigma_x, \tag{1}$$

где ω_0 — зеемановская частота, σ_z, σ_x — матрицы Паули, $\omega(r(t))$ — взаимодействие, которое является случайной функцией времени через расстояние r между частицами, ω_1 — постоянное несекулярное взаимодействие.

Выражение (1) аналогично оператору, рассмотренному в работе [2] для равномерного относительного движения частиц. Интерпретируя $\omega(r)$ как обменное взаимодействие, а ω_1 — как сверхтонкое взаимодействие, оператор (1) можно применять в качестве модельного, например, при анализе переходов между зеемановскими уровнями в системе спинов двух радикалов, один из которых обладает магнитным ядром.

Заметим, что так как (1) отвечает взаимодействию одной только пары частиц, то вычисленная с помощью этого оператора полная вероятность перехода для одной частицы должна быть умножена на число частиц N в образце.

Представим гамильтониан (1) в виде суммы стационарного и нестационарного членов: $H = H_0 + H(t)$. Из нестационарного члена $H(t)$ выделим среднюю часть, т. е. запишем гамильтониан (1) в виде

$$H = H_0 + \overline{H}(t) + (H(t) - \overline{H}(t)) = H_0 + \overline{H}(t) + V(t), \tag{2}$$

где

$$H_0 = \frac{1}{2}\omega_0\sigma_z + \frac{1}{2}\omega_1\sigma_x, \quad \overline{H}(t) = \frac{1}{2}\overline{\omega}(r)\sigma_z, \quad V(t) = \frac{1}{2}(\omega(r) - \overline{\omega}(r))\sigma_z,$$

$$\overline{\omega}(r) = \int\limits_V p(\vec{r})\,\omega(r)\,d\vec{r},$$

$p(\vec{r})$ — плотность вероятности.

Наша задача — вычислить вероятность перехода между собственными состояниями среднего гамильтониана

$$\overline{H} = H_0 + \overline{H}(t) = \frac{1}{2}(\omega_0 + \overline{\omega}(r))\sigma_z + \frac{1}{2}\omega_1\sigma_x, \tag{3}$$

вызванного нестационарной частью $V(t)$. Постановка задачи здесь аналогична подходу в теории Блоха-Редфильда [3, 4], а также Бломбергена, Парселя и Паунда [5], где нестационарная часть полностью учитывается по теории возмущений.

Произведем преобразование, диагонализирующее оператор $\overline{H}$. Оно может быть выполнено в виде поворота системы координат

$$\left.\begin{aligned} \sigma_x &= \cos\alpha\cdot\sigma'_x + \sin\alpha\cdot\sigma'_z \\ \sigma_z &= -\sin\alpha\cdot\sigma'_x + \cos\alpha\cdot\sigma'_z \end{aligned}\right\}, \quad \text{где } \operatorname{tg}\alpha = \frac{\omega_1}{\omega_0 + \overline{\omega}(r)}. \tag{4}$$

В новой системе координат гамильтониан (2) примет вид

$$H = \overline{H} + \frac{1}{2}[\Omega(r) - \overline{\Omega}(r)]\sigma'_z + \frac{1}{2}[\Omega_1(r) - \overline{\Omega}_1(r)]\sigma'_x = \overline{H} + V_1(t) + V_2(t), \tag{5}$$

где

$$\overline{H} = \frac{1}{2}\Omega_0\sigma'_z, \quad \Omega_0 = \sqrt{(\omega_0 + \overline{\omega}(r))^2 + \omega_1^2}, \quad \Omega(r) = \omega(r)\cos\alpha, \quad \Omega_1(r) = \omega(r)\sin\alpha.$$

Переходы между собственными состояниями $\overline{H}$ вызывает несекулярная часть $V_2(t)$, а секулярная часть $V_1(t)$ приводит к некоторому изменению расщепления термов, которое меняется во времени случайным образом.

Решив временное уравнение Шредингера с гамильтонианом (5), считая, как и в работах [1, 6], возмущением только несекулярную часть $V_2(t)$, для вероятности перехода в единицу времени между состояниями с различными собственными значениями σ_z', усредненной по всем возможным реализациям случайного процесса $\vec{r}(t)$, получим следующее выражение:

$$W = \langle W(\vec{r}(t)) \rangle = 2N\,\mathrm{Re}\int_0^\infty e^{i\Omega_0 t} \langle \widetilde{\Omega}_1(r(t))\,\widetilde{\Omega}_1(r(0))\, e^{i\int_0^t \widetilde{\Omega}(r(t'))dt'} \rangle\, dt, \tag{6}$$

где

$$\widetilde{\Omega}_1(r) = \Omega_1(r) - \overline{\Omega}_1(r), \quad \widetilde{\Omega}(r) = \Omega(r) - \overline{\Omega}(r).$$

Для вычисления вероятности W можно преобразовать (6) к виду

$$W = 2N\,\mathrm{Re}\int_0^\infty e^{i\Omega_0 t}\, dt \iint p(\vec{r}_1)\,\widetilde{\Omega}_1(r_1(0))\,\widetilde{\Omega}_1(r_2(t))\, A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)\, d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \tag{7}$$

где величина $A = \langle e^{i\int_0^t \widetilde{\Omega}(t')\,dt'} \rangle_{\vec{r}_1, \vec{r}_2}$ представляет собой среднее значение величины $e^{i\int_0^t \widetilde{\Omega}(t')\,dt'}$ по всем траекториям, проходящим через точку $\vec{r}_1$ в момент времени $t = 0$ и через точку $\vec{r}_2$ в момент времени t.

Если случайный процесс $\vec{r}(t)$ однороден в объеме V, то $p(\vec{r}) = \frac{1}{V}$, так что

$$W = 2\frac{N}{V}\,\mathrm{Re}\int_0^\infty e^{i\Omega_0 t}\, dt \iint \widetilde{\Omega}_1(r_1)\,\widetilde{\Omega}_1(r_2)\, A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)\, d\vec{r}_1 d_2\vec{r}. \tag{8}$$

Величина $A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ при диффузионном изменении $\vec{r}(t)$ удовлетворяет уравнению [1, 7]

$$\frac{\partial A}{\partial t} = i\,\widetilde{\Omega}(r_2)\,A + D\Delta A \tag{9}$$

(оператор Лапласа Δ действует только на переменную $\vec{r}_2$) с начальным условием

$$A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, 0) = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \tag{9a}$$

и граничным условием

$$\operatorname{grad} A = 0 \quad \text{при} \quad \vec{r} = \vec{r}_\Sigma, \tag{9б}$$

где Σ — поверхность, ограничивающая объем V (сначала мы рассматриваем диффузию в конечном объеме V, а потом перейдем к пределу $V \to \infty$, $N \to \infty$, $\frac{N}{V} = C$, C — концентрация частиц).

Как и в [7, 8], функцию $A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ можно представить в виде

$$A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) = \sum_p e^{-k_p^2 Dt} \psi_p(\vec{r}_1)\, \tilde{\psi}_p^*(\vec{r}_2), \tag{10}$$

где k_p^2, $\psi_p(\vec{r})$ — собственные значения и собственные функции уравнения

$$\Delta\psi + iq^2(r)\psi + k^2\psi = 0 \tag{11}$$

при граничном условии (9б); $q^2(r) = \frac{\tilde{\Omega}(r)}{D}$, а $\tilde{\psi}_p(\vec{r})$ — решение сопряженного (11) уравнения. В нашем случае сопряженное уравнение отличается от (11) только знаком при мнимом потенциале, вследствие чего $\tilde{\psi}_p^*(\vec{r}) = \psi_p(\vec{r})$.

Задача теперь сводится к решению уравнения (11) и последующему суммированию по всему спектру собственных значений:

$$W = 2\frac{N}{V}\operatorname{Re}\int_0^\infty e^{i\Omega_0 t}\,dt \iint \tilde{\Omega}_1(r_1)\,\tilde{\Omega}_1(r_2) \sum_p e^{-k_p^2 Dt}\psi_p(\vec{r}_1)\,\tilde{\psi}_p^*(\vec{r}_2)\,d\vec{r}_1\,d\vec{r}_2. \tag{12}$$

Как видно из (11) и (12), нам в дальнейшем необходимы только сферически-симметричные функции $\psi_p = \psi_{nlm}$ с $l = m = 0$.

Имея в виду предельный переход $V \to \infty$, $N \to \infty$, как и в работе [7], можно записать величину $A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ следующим образом:

$$A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) = e^{-k_0^2 Dt}\psi_0(r_1)\,\tilde{\psi}_0^*(r_2) + \sum_n e^{-k_n^2 Dt}\Phi_n(r_1)\,\tilde{\Phi}_n^*(r_2) + \\ + \int dk\, e^{-k^2 Dt}\psi_k(r_1)\,\tilde{\psi}_k^*(r_2), \tag{10а}$$

где наименьший по модулю корень k_0^2 пропорционален $\frac{1}{V}$ [7], а сумма и интеграл представляют соответственно дискретный и непрерывный спектры.

Подставляя выражение (10а) в формулу (8), переходя к пределу $V \to \infty$, $N \to \infty$ и ограничиваясь при малых концентрациях линейными по концентрации членами, получим вероятность перехода в виде

$$W = 2C\,\mathrm{Re}\int\limits_0^\infty e^{i\Omega_0 t}\,dt \iint \Omega_1(r_1)\,\Omega_1(r_2)\Big[\sum_n e^{-k_n^2 Dt}\,\Phi_n(r_1)\,\widetilde{\Phi}_n^*(r_2) + \\ + \int dk\, e^{-k^2 Dt}\,\psi_k(r_1)\,\widetilde{\psi}_k^*(r_2)\Big]\,d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \tag{13}$$

Вклад в вероятность перехода от наименьшего по модулю (т. е. нулевого) корня k_0^2 дает нуль, так как $\psi_0 = \mathrm{const}$ и интегралы по координатам $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$ от величины $\widetilde{\Omega}_1(r) = \Omega_1(r) - \overline{\Omega}_1(r)$ обращаются в нуль.

Выражение (13) представляет вероятность перехода для произвольного сферически-симметричного быстро убывающего с расстоянием (быстрее, чем r^{-3}) взаимодействия $\Omega(r)$.

Здесь мы рассмотрим важный в приложениях случай короткодействующего потенциала $\Omega(r)$, для которого примем простую аппроксимацию:

$$\Omega(r) = \begin{cases} \Omega & \text{при} \quad r \leqslant a, \\ 0 & \text{при} \quad r > a. \end{cases} \tag{14}$$

Тогда для несекулярной части взаимодействия $\Omega_1(r)$ имеем: $\Omega_1(r) = \Omega_1$ при $r \leqslant a$ и $\Omega_1(r) = 0$ при $r > a$.

Для такого потенциала (14) сферически-симметричное решение уравнения (11) в области $r \leqslant a$ есть

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}}\,c(k)\,\frac{\sin qr}{r}, \tag{15}$$

где $q^2 = k^2 + i\dfrac{\Omega}{D} = k^2 + iq_e^2$, $c(k)$ — нормировочный множитель.

Для дискретного спектра в области $r > a$ решение имеет вид затухающей экспоненты

$$\Phi_n(r) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}}\,B(k_n)\frac{e^{\pm ik_n r}}{r}, \tag{16}$$

где комплексные корни k_n определяются из условия сшивания логарифмической производной решений (15) и (16) в точке $r = a$:

$$q_n \operatorname{ctg} q_n a = \mp ik_n, \quad (q^2 = k_n^2 + iq_e^2). \tag{17}$$

Сшивая решения (15) и (16) в точке $r = a$ и нормируя Φ_n на единицу, находим

$$c(k_n)\,\widetilde{c}^*(k_n) = \frac{ik_n}{1 + iak_n}, \tag{18а}$$

$$c(k_n)\,\widetilde{c}^*(k_n) = \frac{-ik_n}{1 - iak_n}. \tag{18б}$$

Выражения (18а) и (18б) являются нормировочными множителями для функции (16), соответствующими комплексно-сопряженным собственным значениям, найденным из уравнения (17).

Для непрерывного спектра в области $r > a$ решение имеет вид

$$\psi_k(r) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} B(k) \frac{\sin(kr + \delta(k))}{r}, \tag{19}$$

где $\delta(k)$ — фаза асимптотического решения $\psi_k(r)$, которая определяется из условия сшивания логарифмической производной решений (15) и (19) в точке $r = a$:

$$q \operatorname{ctg} qa = k \operatorname{ctg}(ka + \delta(k)). \tag{20}$$

Нормируя $\psi_k(r)$ на δ-функцию от k и используя условие сшивания решений (15) и (19) при $r = a$, получим

$$c(k) \overset{\smile *}{c}(k) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sin^2 qa + \frac{q^2}{k^2} \cos^2 qa}. \tag{21}$$

Так как наш потенциал имеет вид (14), то интегрирование в (13) по r распространяется от нуля до a. Поэтому подставляя в (13) решения уравнения (11), отвечающие дискретному и непрерывному спектрам в области $r \leqslant a$, и имея в виду (18) и (21), в результате интегрирования по r и t для вероятности перехода получим следующее выражение:

$$W = 4C \frac{\Omega_1^2}{D} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\sin(ka + \delta(k)) - ka \cos(ka + \delta(k)]^2}{\left(k^2 - i \frac{\Omega_0}{D}\right)(k^2 + iq_n^2)^2} dk + \right.$$
$$\left. + \pi \sum_n{}' \frac{k_n (1 + ak_n)}{q_e^2 (k_n^2 + iq_e^2)\left(k_n^2 - i \frac{\Omega_0}{D}\right)} - \pi \sum_n{}'' \frac{k_n (1 - iak_n)}{q_e^2 (k_n^2 + iq_e^2)(k_n^2 - i \frac{\Omega_0}{D})} \right\}, \tag{22}$$

где $\sum_n{}'$ означает суммирование по корням уравнения (17) с минусом в правой части, а $\sum_n{}''$ — суммирование по корням (17) с плюсом в правой части.

Для быстро убывающего с расстоянием потенциала взаимодействия, который в нашей задаче аппроксимирован формулой (14), при вычислении интеграла по непрерывному спектру в (22) используется теория вычетов. Вычеты в точках, где амплитуда асимптотического решения уравнения (11) обращается в нуль, равны соответствующим членам в суммах по дискретному спектру, взятым с обратным знаком (аналогично тому, как это имеет место для реального потенциала в квантовой механике [9]). Следовательно, вычисление (22) сводится к вычислению вычетов в точках $k^2a^2 = i\Omega_0\tau_c$ и $k^2a^2 = -i\Omega\tau_c$, где величина $\tau_c = \frac{a^2}{D}$ соответствует времени корреляции случайного процесса $\vec{r}(t)$.

После простых вычислений для вероятности перехода в единицу времени получим окончательно следующие выражения:

1) для случая пересекающихся термов, т. е. при $\Omega < 0$

$$W = 2\pi Ca^3\Omega_1^2\tau_c \frac{1}{\sqrt{\Omega_0\tau_c}\,(\Omega_0 - |\Omega|)^2\tau_c^2} \operatorname{Re} f_1(\Omega_0\tau_c, |\Omega|\tau_c), \tag{23}$$

где

$$f_1(x, y) = \sqrt{i}\,[(1 - i\sqrt{i}x)^2 e^{2i\sqrt{i}x + 2i\delta_1(\sqrt{i}x)} - 1 - ix^2],$$

$$\delta_1(\sqrt{i}x) = -\sqrt{i}x + \operatorname{arctg}\left(\frac{\sqrt{i}\,x}{\sqrt{i(x^2 - y^2)}} \operatorname{tg}\sqrt{i(x^2 - y^2)}\right),$$

$$x^2 = \Omega_0\tau_c,\ y^2 = |\Omega|\tau_c;$$

2) для случая непересекающихся термов, т. е. при $\Omega > 0$

$$W = 2\pi Ca^3\Omega_1^2\tau_c \frac{1}{\sqrt{\Omega_0\tau_c}\,(\Omega_0 + |\Omega|)^2\tau_c^2} \operatorname{Re} f_2(\Omega_0\tau_c, |\Omega|\tau_c), \tag{24}$$

где

$$f_2(x, y) = \sqrt{i}\,[(1 - i\sqrt{i}\,x)^2 e^{2i\sqrt{i}x + 2i\delta_2(\sqrt{i}x)} - 1 - ix^2],$$

$$\delta_2(\sqrt{i}\,x) = -\sqrt{i}\,x + \operatorname{arctg}\left(\frac{\sqrt{i}\,x}{\sqrt{i(x^2 + y^2)}} \operatorname{tg}\sqrt{i(x^2 + y^2)}\right),$$

$$x^2 = \Omega_0\tau_c,\ y^2 = |\Omega|\tau_c.$$

Из-за громоздкости реальных частей этих выражений рассмотрим некоторые предельные случаи.

При больших значеииях разности адиабатических термов по сравнению с частотой корреляции ω_c, т. е. при $y^2 = |\Omega|\tau_c \gg 1$, для разных предельных значений параметра $x^2 = \Omega_0\tau_c$, которые соответствуют различным расщеплениям на больших расстояниях, получаются следующие выражения для вероятностей перехода:

для пересекающихся ($\Omega < 0$) и непересекающихся ($\Omega > 0$) термов при $\Omega_0\tau_c \ll 1$

$$W = 4\pi Ca^3 \frac{\Omega_1^2}{|\Omega|^2}\,\omega_c; \tag{25а}$$

при $\Omega_0\tau_c \sim 1$

$$W = \frac{4\pi}{\sqrt{2}}\, Ca^3 \frac{\Omega_1^2\tau_c}{(|\Omega|\tau_c)^{3/2}}; \tag{25б}$$

при значении $|\Omega| \sim \Omega_0$ для пересекающихся термов

$$W = \frac{4\pi}{5}\, Ca^3\,\Omega_1^2\,\tau_c, \tag{26а}$$

а для непересекающихся термов при $\Omega \sim \Omega_0$

$$W = \frac{5\pi}{4}\, Ca^3 \frac{\Omega_1^2\,\tau_c}{(\Omega_0\tau_c)^{3/2}}. \tag{26б}$$

Когда расщепление на больших расстояниях велико, т. е. при $\Omega_0\tau_c \gg |\Omega|\tau_c \gg 1$, для пересекающихся и непересекающихся термов получаем

$$W = \sqrt{2}\pi C a^3 \frac{\Omega_1^2 \tau_c}{(\Omega_0 \tau_c)^{3/2}}. \tag{27}$$

Как видно из формул (25—27), вероятность перехода имеет максимум в случае пересекающихся термов при $|\Omega| \sim \Omega_0$, который естественно было ожидать.

При малых значениях параметра $y^2 = |\Omega| \tau_c \ll 1$, т. е. в том случае, когда и секулярную, и несекулярную части взаимодействия можно рассматривать по теории возмущений, для пересекающихся и непересекающихся термов получим следующие выражения:

$$W = \frac{4\pi}{15} C a^3 \Omega_1^2 \tau_c \quad \text{при} \quad \Omega_0 \tau_c \ll 1, \tag{28а}$$

$$W = \sqrt{2}\pi C a^3 \frac{\Omega_1^2 \tau_c}{(\Omega_0 \tau_c)^{3/2}} \quad \text{при} \quad \Omega_0 \tau_c \gg 1. \tag{28б}$$

Этот результат, полученный нами в качестве предельного случая общих формул (23) и (24) при $|\Omega| \tau_c \ll 1$, как и следовало ожидать, получается, если пользоваться корреляционной теорией возмущений Редфильда-Бломбергена.

Необходимое условие применимости найденных выше формул для W, т. е. применимости теории возмущений только по несекулярной части взаимодействия (так как секулярная часть учитывается точно), можно получить, если потребовать, чтобы вероятность перехода за среднее время одного столкновения была много меньше единицы. Тогда условие применимости наших формул, аналогичное полученному в [1], может быть записано в виде неравенства

$$\Omega_1^2 \ll \omega_c^2 + (\Omega_0 \pm |\Omega|)^2, \tag{29}$$

где знак плюс относится к случаю непересекающихся термов, а знак минус — к случаю пересекающихся термов.

Институт хим. физики АН СССР
Горисский физ. тех. центр АН АрмССР

Поступила 15.I.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. В. Александров, Н. Н. Корст.* ЖЭТФ, 62, 2243 (1972).
2. *Е. Е. Никитин.* Оптика и спектроскопия, 13, 761 (1962).
3. *F. Bloch.* Phys. Rev., 102, 104 (1956).
4. *A. Redfield.* IBM Journal Research and Develop., 1, 19 (1957).
5. *N. Bloembergen, E. Pursell, R. Pound.* Phys. Rev., 73, 679 (1948).
6. *I. V. Alexandrov, L. G. Karamian.* Mol. Phys., 21, 709 (1971).
7. *I. V. Alexandrov, L. G. Karaman.* Mol. Phys., 24, 1313 (1972).
8. *Ф. Морс, Г. Фешбах.* Методы теоретической физики, т. I, М., 1959.
9. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Квантовая механика, М., 1963.

ԻԶՈՏՐՈՊ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ ՏԵՂԻ ՈՒՆԵՑՈՂ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԸ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԴԻՖՈՒԶԻՈՆ ՇԱՐԺՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ի. Վ. ԱԼԵՔՍԱՆԴՐՈՎ, Լ. Գ. ՔԱՐԱՄՅԱՆ

Ստացված է երկմակարդականի սիստեմում ոչ-ադիաբատիկ անցումների հավանականության համար արտահայտություն իզոտրոպ փոխազդող մասնիկների դիֆուզիոն շարժման ժամանակ, արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտում, որտեղ մակարդակների $\hbar\omega\,(r\,(t))$ *տարբերությունը պատահական ֆունկցիա է ժամանակից, իսկ մասնիկի* $r\,(t)$ *հետագիծը մասնիկների դիֆուզիոն շարժման շնորհիվ, դիտվում է որպես պատահական պրոցես։ Հաշվումները կատարված են ըստ գրգռումների տեսության, որտեղ որպես փոքր գրգռում դիտվում է փոխազդեցության ոչ սեկուլյար մասը։ Մանրամասն հաշվումները կատարված են այնպիսի փոխազդեցության համար, որը մեծ ճշտությամբ կարող է փոխարինվել իզոտրոպ պոտենցիալ փոսով։*

TRANSITIONS IN TWO-LEVEL SYSTEMS AT DIFFUSION MODULATED ISOTROPIC INTERACTIONS

I. V. ALEXANDROV, L. G. KARAMYAN

Non-adiabatic transition probability in two-level system at the diffusive motion of isotropically interacting particles in an external magnetic field is calculated. The energy difference between the levels $\hbar\omega\,(r\,(t))$ is a random function of time due to the diffusive motion of particles. Values of the non-adiabatic transition probability per unit time were obtained by perturbation theory, where non-secular part of interaction was taken as a perturbation.