

На рис. 2 приводится зависимость коэффициента модуляции в центре преобразователя от напряжения высокочастотного сигнала на электродах. Эта зависимость позволяет получить абсолютную калибровку, т. е. соответствие коэффициента модуляции и амплитуды колебаний ядер поглотителя. В нашем случае коэффициент $k=1.0$ (рис. 1) соответствует $x_{\text{м}} \sim 0.3 \text{ \AA}$.

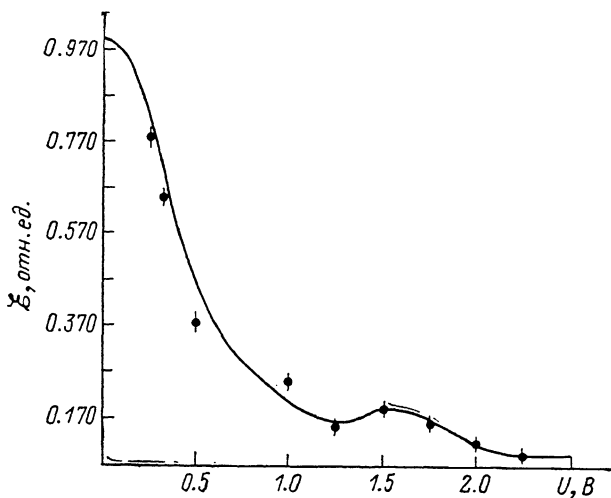


Рис. 2. Зависимость коэффициента модуляции от напряжения на пьезопреобразователе.

Таким образом, в работе показана возможность исследования распределения ультразвукового поля методом месбауэровской спектроскопии.

Авторы благодарят профессора В. Г. Барышевского за полезные обсуждения данной работы.

Список литературы

- [1] Физическая акустика / Под ред. У. Мезона. М.: Мир, 1973. Т. 5. 332 с.
 [2] Макаров Е. Ф., Митин А. В. // УФН. 1976. Т. 120. С. 55—84.

Научно-исследовательский институт ядерных проблем
 при
 Белорусском государственном университете им. В. И. Ленина
 Минск

Поступило в Редакцию
 25 июля 1988 г.

ВРЕМЯ ТЕРМОАКТИВАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ. ПРИЛОЖЕНИЕ К ЭФФЕКТУ ДЖОЗЕФСОНА

Л. Г. Левин

Введение

В работе рассматривается осциллятор с двухямным (или периодическим) потенциалом (рис. 1). Под влиянием тепловых флуктуаций и внешнего поля, изменяющегося с частотой ν , могут происходить переходы из одной ямы в другую. В отсутствие поля время перехода Броуновской частицы рассматривалось во многих работах, начиная с работ Крамерса (см., например, [1, гл. 7]). Из работ по Джозефсоновским контактам отметим работу [2], где также рассматривался случай большого трения, и работы [3, 4] для контакта с большой добротностью.

В рассматриваемой задаче рельеф потенциала меняется во времени под действием внешнего поля, частоту которого ν мы будем считать большой по сравнению с частотами перехода частицы из одной ямы в другую.

Изменение тока в Джозефсоновском контакте в СВЧ поле изучалось в работе [5] в связи с возможностью режима динамического хаоса при $T=0$ в области максимума потенциала. Здесь изучается влияние внешнего поля на переходы из метастабильного состояния, когда движение частицы в отсутствие флуктуаций находится вдали от сепаратрис, а режим далек от динамического хаоса. После усреднения по периоду внешнего поля решение сводится к известной задаче о переходе через потенциальный барьер. При этом полагается, что энергия активации $U_a > KT$, но сравнима с ней, так что асимптотическое решение Крамерса [1] может быть недостаточным.

В первой части мы рассмотрим общую постановку вопроса и решение для одномерного передемпфированного Броуновского осциллятора в высокочастотном поле. Затем эта теория будет применена для Джозефсоновского контакта.

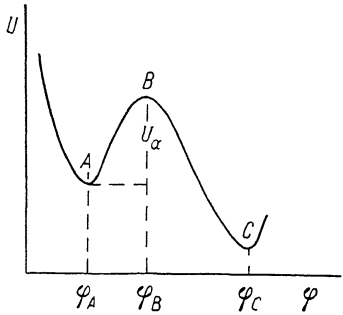


Рис. 1. Потенциал для Джозефсоновского контакта $U(\varphi) = -i_0\varphi - \cos\varphi$.

1. Среднее время жизни метастабильного состояния во внешнем поле

Рассмотрим уравнение Ланжевена для Броуновской частицы единичной массы в потенциале $U(\varphi)$ и внешнем периодическом поле $f(\varphi, t)$.

$$\ddot{\varphi} + \gamma\dot{\varphi} + \frac{\partial}{\partial\varphi} U(\varphi) = \xi(t) + f(\varphi, t), \quad (1)$$

$$f(\varphi, t) = f_1(\varphi) \sin \nu t + f_2(\varphi) \cos \nu t, \quad (2)$$

$$\langle \xi(t) \rangle = 0; \quad \langle \xi(t) \xi(t') \rangle = 2\gamma KT \delta(t - t'), \quad (3)$$

γ — коэффициент трения; потенциал $U(\varphi)$ имеет вид, показанный на рис. 1.

Для того чтобы оценить время жизни метастабильного состояния, выделим быстрое и медленное движение

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1, \quad (4)$$

причем φ_1 удовлетворяет уравнению

$$\ddot{\varphi}_1 + \gamma\dot{\varphi}_1 = f(\varphi_0, t).$$

Так что φ_0 мало меняется за время $2\pi/\nu$ (далее будет видна обоснованность этого утверждения).

Интегрирование дает

$$\varphi_1 = A_1 \sin \nu t + B_1 \cos \nu t, \quad (5)$$

$$A_1 = -\frac{\nu f_1 + \gamma f_2}{\nu(\gamma^2 + \nu^2)}, \quad B_1 = \frac{-\gamma f_1 + \nu f_2}{\nu(\gamma^2 + \nu^2)},$$

где $f_1 = f_1(\varphi_0)$ и $f_2 = f_2(\varphi_0)$.

Подставляя (4) в (1), получим, разлагая $f(\varphi_1 + \varphi_0)$ в ряд,

$$\ddot{\varphi}_0 + \gamma\dot{\varphi}_0 + \frac{\partial}{\partial\varphi_0} U(\cdot) = \xi(t) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\varphi_1^k}{k!} \frac{\partial^k}{\partial\varphi_0^k} [f_1(\varphi_0) \sin \nu t + f_2(\varphi_0) \cos \nu t].$$

Здесь $U(\cdot) = U(\varphi_0 + \varphi_1)$. Учтем теперь то, что $\gamma \gg 1$. Тогда, согласно [1], адиабатическое приближение дает

$$\dot{\varphi}_0 + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial U(\cdot)}{\partial\varphi_0} = \frac{1}{\gamma} \xi(t) + \frac{1}{\gamma} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\varphi_1^k}{k!} \frac{\partial^k}{\partial\varphi_0^k} [f_1(\varphi_0) \sin \nu t + f_2(\varphi_0) \cos \nu t]. \quad (6)$$

Кроме того, из уравнения (6) следует, что случайные возмущения малы и это стохастическое уравнение можно рассматривать как узкополосный процесс [6]. Это, а также требова-

ние $A_1 < 1$, $B_1 < 1$ оправдывают сделанное выше приближение при вычислении φ_1 , такое что φ_0 мало меняется за период $2\pi/\nu$.

Таким образом, мы можем усреднить уравнение (6) по периоду $2\pi/\nu$

$$\ddot{\varphi}_0 + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial \varphi_0} = \frac{1}{\gamma} \xi(t), \quad (7)$$

$$\tilde{U} = \overline{U(\varphi_0 + \varphi_1)} - \sum \frac{\varphi_1^{2K-1}}{(2K-1)!} \frac{\partial}{\partial \varphi_0^{2K-1}} [f_1(\varphi_0) \sin \nu t + f_2(\varphi_0) \cos \nu t], \quad (8)$$

где черта означает усреднение по периоду. В выражении (8) под знаком Σ опущены члены с четными степенями φ_1 , так как они дают нуль при усреднении.

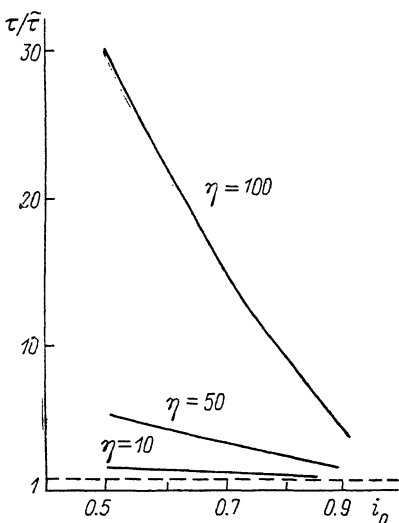
Дальнейшие вычисления связаны с методикой решения задачи о достижении поглощающей границы в марковских процессах [1]. Если активационная энергия $U_a = U_B - U_A > KT$, так что обратными переходами из точки C в точку A (рис. 1) можно пренебречь, то точку C можно считать поглощающей границей. Тогда из флуктационного уравнения (7) и корреляционных соотношений (3) следует уравнение для среднего времени $\tau(\varphi/\varphi_0)$ достижения точки φ из произвольной начальной точки φ_0 как функция φ_0 [1]

$$\left(\frac{KT}{\gamma} \frac{d^2}{d\varphi_0^2} - \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial \tilde{U}}{\partial \varphi_0} \right) \frac{d}{d\varphi_0} \right) \tau(\varphi/\varphi_0) = -1,$$

причем в нашем случае справедливы следующие соотношения:

Рис. 2. Показано относительное уменьшение времени жизни $\tau/\bar{\tau}$ во внешнем поле для разных температур. Низкие температуры ($\eta \gg 1$) соответствуют сильному уменьшению времени перехода.

$\gamma = 4$, $\delta = (i_1 \gamma) / \nu (\gamma^2 + \nu^2) = 0.5$, $RC = 10^{-12}$ с, $\nu = 0.95$.



$$\tau(\varphi = C/\varphi_0 = C) = 0; \quad \lim_{\varphi_0 \rightarrow -\infty} \frac{\partial}{\partial \varphi_0} \tau(\varphi/\varphi_0) = 0.$$

Тогда выражение для τ , если переход происходит из точки φ_A в точку φ_B , имеет вид

$$\tau(\varphi_B/\varphi_A) = \frac{\gamma}{KT} \int_{\varphi_A}^{\varphi_B} d\varphi \int_{-\infty}^{\varphi} dz \exp \left\{ \frac{\tilde{U}(\varphi) - \tilde{U}(z)}{KT} \right\}. \quad (9)$$

При малых температурах и остром максимуме в $\varphi = \varphi_B$ (9) переходит в известное асимптотическое соотношение

$$\tau \rightarrow \frac{2\pi\gamma \exp \left[\frac{\tilde{U}(\varphi_B) - \tilde{U}(\varphi_A)}{KT} \right]}{\sqrt{\tilde{U}''(A) |\tilde{U}''(B)|}}. \quad (10)$$

Таким образом, изменение времени перехода сводится в данном приближении к введению эффективного потенциала, определяемого выражением (8).

2. Приложение к эффекту Джозефсона

Динамика для Джозефсоновского контакта во внешнем поле и тепловом шуме описывается уравнением Ланжевена в безразмерных единицах [5]

$$\ddot{\varphi} + \gamma \dot{\varphi} + \sin \varphi = i_0 + i_1 \sin \nu t + \zeta(\bar{t}),$$

$$\langle \zeta(\bar{t}) \zeta(\bar{t}') \rangle = 4 \frac{\gamma}{\eta} \delta(\bar{t} - \bar{t}'), \quad \langle \zeta(\bar{t}) \rangle = 0, \quad \bar{t} = \omega_p t,$$

$$\omega_p = \left(\frac{2eI_C}{\hbar C} \right)^{1/2}, \quad \eta = \frac{\hbar I_C}{kT}, \quad \nu = \frac{\omega_e}{\omega_p}, \quad \gamma = (RC\omega_p)^{-1},$$

$$i_0 = \frac{I_0}{I_C}, \quad i_1 = \frac{I_1}{I_C},$$

где φ — разность фаз между двумя сверхпроводниками; R и C — сопротивление и емкость контакта; ω_e — частота внешнего поля; I_0, I_1 — постоянная и переменная составляющие тока, I_C — критическое значение сверхпроводящей компоненты тока. В дальнейшем знак « \sim » при времени, безразмерном времени \tilde{t} , будем опускать.

Процедура усреднения для эффективного потенциала $\tilde{U}(\varphi)$, описанная в разделе 1, дает

$$\tilde{U}(\varphi) = -i_0\varphi_0 - \overline{\cos(\varphi_0 + \varphi_1)},$$

$$\varphi_1 = -\frac{i_1}{\gamma^2 + \nu^2} \left(\sin \nu t + \frac{\gamma}{\nu} \cos \nu t \right).$$

Полагая $\nu \sim 1$ (т. е. внешнее поле имеет частоту $\omega_e \sim \omega_p$), приближенно получим

$$\varphi_1 \approx -\frac{i_1\gamma}{\nu(\nu^2 + \gamma^2)} \cos \nu t,$$

так что

$$\tilde{U}(\varphi) = -J_0(\delta) \cos \varphi - i_0\varphi$$

(мы опустили индекс 0 при φ),

$$\delta = +\frac{i_1\gamma}{\nu(\gamma^2 + \nu^2)},$$

$J_0(\delta)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Напряжение на туннельном контакте определяется разностью фаз φ

$$V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt}$$

($\hbar = h/2\pi$, h — постоянная Планка, e — заряд электрона).

Под влиянием теплового шума и внешнего поля система будет совершать «прыжки» из сверхпроводящего состояния в резистивное с частотой τ^{-1} , отличной от частоты τ^{-1} в отсутствие поля. Среднее напряжение на переходе

$$\tilde{V} = \frac{\hbar}{2e} \frac{2\pi}{\tilde{\tau}} > \bar{V} = \frac{\hbar}{2e} \frac{2\pi}{\tau},$$

где значок « \sim » указывает на наличие внешнего поля.

На рис. 2 видна зависимость отношения $\tau/\tilde{\tau}$ как функция i_0 . С ростом i_0 и температуры это отношение стремится к 1. Напротив, при низких температурах (больших η) и малых i_0 , $\tau/\tilde{\tau}$ может быть достаточно большим. Это и понятно, так как в этом случае внешнее поле сильно «помогает» флуктуациям.

Автор благодарит Ю. М. Иванченко за полезные обсуждения работы и замечания, связанные с границами использованного приближения.

Список литературы

- [1] Гардинер К. В. Стохастические методы в естественных науках. М.: Мир, 1986. 506 с.
- [2] Cristiano R., Silvestri P. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. N 9. P. 3243—3246.
- [3] Мельников В. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. Вып. 4. С. 1429—1446.
- [4] Мельников В. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 6. С. 2037—2044.
- [5] Kautz R. L. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 1. P. 198—211.
- [6] Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. М.: Сов. радио, 1961. 558 с.

Донецкий физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию
12 июля 1988 г.