

УДК 001.891.57:577.212

МОЛЕКУЛА РНК КАК НАКОПИТЕЛЬ ИНФОРМАЦИИ В НЕЙРОНЕ

А. А. Березин

Молекула РНК в нейроне рассмотрена как цепочка связанных осцилляторов, динамика которой может быть описана в рамках связанных уравнений синус – Гордона и НУШ. Показано, что в такой цепочке может существовать сложный возврат ФПУ, т.е. периодический возврат динамической системы к первоначальному состоянию после возмущения, спектр которого, обладая памятью к начальным условиям для своих мод, может играть роль динамической памяти в нейроне.

В ряде своих работ Г. Хиден [1 – 3] исследовал корреляцию между процессом обучения у животных и изменениями концентраций РНК и белков в нервных клетках. В результате ему удалось показать, что синтез РНК и белков в нейронах коррелирует с функцией долговременной памяти. В соответствии с гипотезой Г. Хидена объем долговременной памяти отдельного нейрона значительно превышает общепринятые величины. Формальная оценка информационной емкости РНК может быть выполнена следующим образом. Информационная емкость генетического кода составляет $\log_2 20 \approx 4,3$ бит на один триплет. Если принять оценку количества цитоплазматической РНК в нейроне, сделанную Хиденом, которая равна $4 \cdot 10^{10}$ дальтон, то количество информации в одном нейроне может достигать 10^{14} бит.

С другой стороны, молекула РНК может быть интерпретирована как цепочка взаимодействующих квантовых осцилляторов. Каждое звено этой цепочки состоит из фуранозного кольца, связанного с одним азотистым основанием. Рассмотрим упрощенную модель такого звена, в котором в целях упрощения осуществлена замена азотистого основания на бензольное кольцо. В соответствии с работой [4] частота квазилокальной

вибрационной моды в фуранозном кольце адиабатически зависит от двух конформационных состояний кольца. Предполагая, что оба этих состояния равновероятны, мы можем определить потенциальную энергию делокализованного электрона в фуранозном кольце как симметричную двойную потенциальную яму с двумя минимумами:

$$U_e(u_{ne}) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{u_e^2}{u_{0e}^2} \right), \quad (1)$$

где ϵ_0 – величина потенциального барьера, u_e – смещение электрона относительно вершины барьера, $\pm u_{0e}$ – координаты минимумов потенциальной ямы.

Принимая во внимание (1), а также дифференциально-разностную форму уравнения синус – Гордона [5], можно записать уравнение для описания динамики акустической волны в фуранозном кольце в следующей форме:

$$\frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial x^2} + \omega_0^2 \sin \varphi_e = 0, \quad (2)$$

где φ_e – амплитуда электронного сдвига в фуранозном кольце, c_0 – скорость звука, ω_0 – частота, определяемая ϵ_0 .

Поскольку фуранозное кольцо представляет собой замкнутую дискретную структуру, уравнение (2) может быть дискретизировано и его решение будет представлять спектр возврата ФПУ [6]. В этом частном случае мы имеем дело с квантовой динамикой возврата ФПУ для энергии фононов акустических волн в фуранозном кольце.

Квантовая динамика бензольного кольца формально представляет систему с двумя состояниями [7]. Однако реальная картина электрического поля в этой молекуле является более сложной. Один из возможных подходов к ее описанию может быть разработан на основе динамики волновых пакетов. Волновые функции с минимальной неопределенностью $\Delta p \Delta q$ представляют собой гауссовы распределения как в пространстве координат, так и в пространстве моментов. Такие функции удобны как основа для построения сложных волновых функций атомов и молекул, поскольку перекрывающиеся интегралы и взаимодействующие матричные элементы могут быть получены алгебраически. В 1975 году Е. Геллер [8] предложил использовать гауссовы распределения в качестве основы для построения волновых функций. Он предположил, что в фазовом пространстве Гамильтониан в непосредственной близости от движущейся точки $p_i q_i$ в данный момент времени t может быть разложен по степеням $p-p_i$ и $q-q_i$ до второго порядка как в гармоническом осцилляторе. Волновая функция в этом случае выглядит следующим образом:

$$\Psi(q, t) = \exp[(i/\hbar)\{\alpha(q - q_t)^2 + p_t(q - q_t) + \gamma\}], \quad (3)$$

где α – комплексная симметричная матрица, в которой число колонок и столбцов равно числу степеней свободы, γ – комплексная фаза. Оценки ожидания для позиции и момента просто равны $\langle p \rangle = p_t$ и $\langle q \rangle = q_t$; матрица α дает расползание волнового пакета, который соответствует приближенной форме Гамильтониана в окрестности (p_t, q_t) . Комплексная фаза γ обеспечивает необходимую нормализацию, а также критический фазовый угол. Временная зависимость α, p_t, q_t, γ получается путем введения (3) в уравнение Шредингера. Потенциальная энергия раскладывается в ряд до членов второго порядка:

$$V(q, t) = V(q_t, t) + V_q(q - q_t) + \frac{1}{2}V_{qq}(q - q_t)^2. \quad (4)$$

Где первая и вторая производные V_q и V_{qq} оцениваются в точке q_t во время t . Основным выводом изложенного подхода является различие спектров гауссовых волновых пакетов в интегрируемой и эргодической области [9]. Очевидно, что с подобной ситуацией мы сталкиваемся при моделировании динамики молекулы бензола. Линейное уравнение Шредингера в данном случае непригодно. Принимая во внимание подход, предложенный Е. Геллером, а также учитывая малость кинетической энергии по сравнению с энергией покоя электронов в молекуле бензола, мы можем получить нелинейное уравнение Шредингера [10] для описания процесса взаимодействия электронных волновых пакетов в бензольном кольце:

$$i\frac{\partial\Psi}{\partial t} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} - V(g)\Psi = 0, \quad (5)$$

где $V(g) = \Psi\Psi^*$ – нелинейный потенциал.

Поскольку бензольное кольцо представляет собой дискретную структуру, это дает возможность применить ФПУ аппроксимацию с помощью нелинейного уравнения Шредингера [11].

Для элемента молекулы РНК, состоящего из азотистого основания и фуранозного кольца, динамику взаимодействия электрических волн в бензольном кольце, интерпретирующем азотистое основание, с акустическими волнами в фуранозном кольце можно записать с помощью связанных уравнений синус – Гордона и нелинейного уравнения Шредингера:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial x^2} + \omega_0^2 (1 + \alpha |\Psi|^2) \sin \varphi_e &= 0 \\ i \frac{\partial \Psi}{\partial t} + d \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - V(g)(1 + \beta \varphi_e) \Psi &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

$\alpha, \beta < 1; d = \text{const.}$

Система (6) выглядит как нелинейное обобщение системы Захарова, которая была выведена для описания динамики электроакустических волн в плазме [12]. В общем случае решение (6) представляет собой стабильный кластер энергии или солитон, имеющий внутреннюю колебательную структуру в виде спектра сложного возврата ФПУ. Связывая элементы решения (6) для молекулы РНК в единую цепь, можно получить макроскопическую цепочку возврата ФПУ для распределения энергии вдоль пространственной координаты в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 W_n}{\partial x^2} = (W_{n+1} - W_n) - (W_n - W_{n-1}) + a[(W_{n+1} - W_n)^3 - (W_n - W_{n-1})^3], \quad (7)$$

где $a = \text{const}$, W_n – энергия n -ного элемента молекулы РНК, определяемая как сумма квадратов амплитуд конечного числа гармоник ФПУ спектра.

Результирующий квазипериодический обмен энергией между различными модами спектра ФПУ в молекуле РНК будет определяться в основном последовательностью азотистых оснований. Любые изменения в молекуле РНК будут играть роль новых граничных условий для спектра возврата ФПУ, осуществляя запись информации в колебательную динамику молекулы. При этом очевидно, что предела количества информации в такой системе не существует. Новая информация приводит лишь к усложнению существующего спектра ФПУ. Нелинейный характер колебаний в молекуле РНК приводит к взаимодействию между микро- и макро-возвратами ФПУ. Другими словами, любая активация нейрона приводит к передаче в структуру нервного импульса, той части информации, которая в данный момент представлена в динамике возврата ФПУ в нейронной РНК.

Таким образом, предложенная физическая модель динамической памяти в нейроне, основанная на явлении возврата ФПУ в динамике электроакустических колебаний в молекуле нейронной РНК, позволяет расширить понятие о нейроне только как о системе с двумя состояниями.

Автор хотел бы выразить искреннюю признательность А. А. Рухадзе за поддержку идеи и плодотворные дискуссии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Hyden H. and Lange P. W. Exp. Cell. Res., **62**, 125 (1970).
- [2] Hyden H. and Lange P. W. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **65**, 898 (1970).
- [3] Hyden H. and Lange P. W. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **69**, 1980 (1972).
- [4] Altona C. and Sungaralingam M. J. Am. Chem. Soc., **94**, 8205 (1972).
- [5] Currie J. F., Trullinger S. E., Bishop A. R., and Krumhansl J. A. Phys. Rev., **B15**, 5567 (1977).
- [6] Lichtenberg A. J. and Lieberman M. A. Appl. Math. Sci. Springer-Verlag, **38**, 450 (1991).
- [7] Feynman R. P., Leighton R. B., and Sands M. The Feynman Lectures on Physics. Addison-Wesley P. C. Inc. Reading, Massachusetts, Polo Alto, London, **3**, 524 (1963).
- [8] Heller E. J. J. Chem. Phys., **62**, 1544 (1975).
- [9] Davis M. J. and Heller E. J. J. Chem. Phys., **75**, 3919 (1981).
- [10] Petviashvily V. I. and Pochotelov O. A. Solitary Waves in Plasmas and Atmosphere. Atomizdat, Moscow, 1989, p. 200.
- [11] Berman G. P. and Kolovskii A. R. Sov. Phys. JETP, **60**, 1116 (1984).
- [12] Zacharov V. E. Sov. Phys. JETP, **62**, 1745 (1972).

Институт проблем нефти и газа РАН

Поступила в редакцию 23 мая 2001 г.