

Д. Л. Шепелянский. Квантовый хаос: диффузионный фотоэффект в водороде. Процесс ионизации высоковозбужденного атома водорода в монохроматическом электромагнитном поле представляет собой пример необычного фотоэффекта, в котором ионизация на частоте, много меньшей энергии ионизации ($\omega \ll I$), идет гораздо быстрее однофотонной ($\omega > I$)¹. Столь быстрая ионизация связана с возникновением динамического хаоса⁴ в классической системе при напряженности поля, большей критической: $\varepsilon > \varepsilon_c = \omega_0^{-1/3} n^{-4}$ (используются атомные единицы, $\omega_0 = \omega n^3 \gg 1$), когда происходит перекрытие нелинейных резонансов⁵⁻⁷. При этом возникает вопрос о влиянии квантовых эффектов на хаотическое движение (квантовый хаос), что представляет также и общезначимый интерес.

В области хаоса возбуждение электрона описывается диффузионным уравнением со скоростью диффузии^{6,7} $D = \langle (\Delta n)^2 \rangle / \Delta \tau = 2\varepsilon^2 n^3 \omega^{-7/3}$ (для определенности ограничимся случаем линейнополяризованного поля и начальных состояний с параболическими и магнитным квантовыми числами $n_1 \gg n_2 \sim 1$ и $m = 0$, в котором динамика может описываться одномерным уравнением Шрёдингера⁸; $\tau = \omega t / 2\pi$). Из-за быстрого роста D с номером уровня n диффузионная ионизация происходит за характерное время $\tau_I \sim n^2 / D$, а ее скорость $\Gamma_D \sim \omega / \tau_I$ при $\omega \sim n^{-3}$ во много раз превышает скорость однофотонной ионизации Γ_ϕ при $\omega = I = (2n^2)^{-1}$: $\Gamma_D / \Gamma_\phi \sim n^{4/3} / 8$ ¹.

На рис. 1 представлена зависимость вероятности ионизации (суммарная вероятность на уровнях с $n \geq 100$ и в континууме в %) в момент времени $t = 80 \pi n_0^3 \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с от частоты поля, полученная путем численного моделирования классических (1) и квантовых (2) уравнений движения¹. Начальный номер уровня $n_0 = 66$, напряженность поля фиксирована $\varepsilon = 0,05 n_0^{-4} \approx 14$ В/см. При $\omega > \omega_0 \approx I$ численные данные прекрасно согласуются с теоретической скоростью однофотонной ионизации (линия). В ин-

тервале $\omega_c \leq \omega_0 \leq \omega_l$ квантовая вероятность удовлетворительно согласуется с классической, что свидетельствует о том, что в квантовой системе также идет диффузионное возбуждение. Нижняя граница диффузионного фотоэффекта $\omega_c \sim 1$ определяется тем, что при частотах, меньших кеплеровской, в системе отсутствуют первичные резонансы, и поэтому движение электрона является устойчивым ⁶.

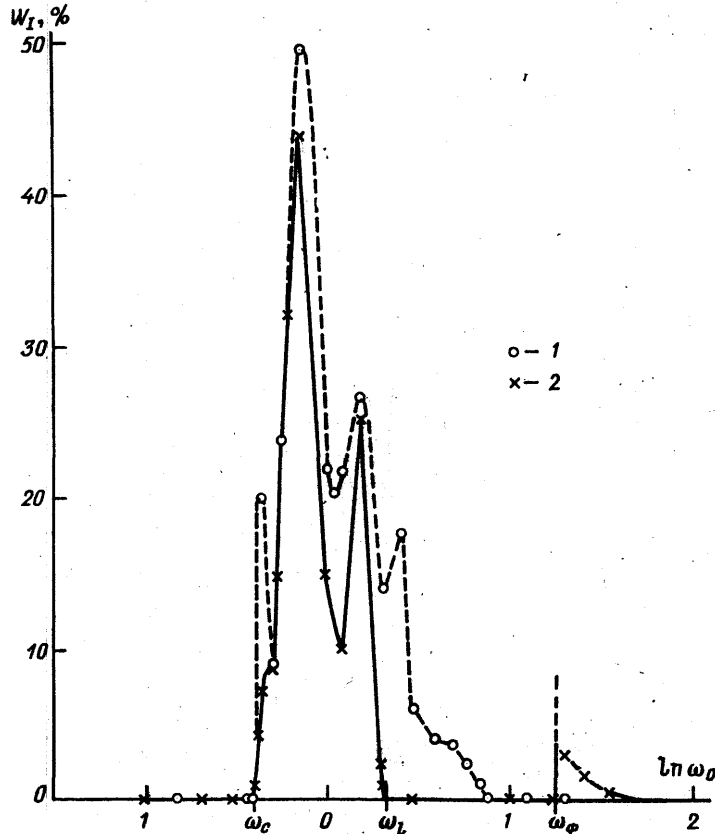


Рис. 1

Верхняя граница $\omega_l \approx (6e^2 n_0^3)^{2/7}$ возникает из-за того, что квантовые эффекты приводят к локализации хаоса ^{2,8}, что впервые наблюдалось для простой модели квантового ротатора ^{9,10}. Вследствие этого в системе устанавливается стационарное распределение по уровням вида $f_n \propto \exp(-2|n - n_0|/l)$ с длиной локализации $l \approx D^{2,10,11}$. Пример локализации в водороде приведен на рис. 2 для параметров $n_0 = 66$, $\omega_0 = 2,5$, $e n_0^4 = 0,04$, распределение f_n усреднялось в интервале $80 < \tau \leq 120$. Из него видно, что квантовое распределение (сплошная линия) локализовано, а классическое (мелкий пунктир — численные данные) удовлетворительно описывается аналитическим решением диффузионного уравнения (пунктир) ⁸.

Отметим, что на высоких уровнях в распределении возникают пики, соответствующие цепочке однофотонных переходов ². Если матричный элемент такого перехода ⁶ $e z_{n n'} \approx 0,4 e \omega^{-5/3} (n n')^{-3/2} \approx 0,4 e \omega^{-5/3} n^{-3} \approx \frac{1}{2n^{3/2}} = \omega \gg n^{-3}$ много меньше, чем расстояние между соседними уровнями n^{-3} , то его вероятность мала $\sim (e \omega^{-5/3})^2$ и не зависит от n . В этом случае цепочка однофотонных пиков локализована, а скорость ионизации равна

$\Gamma_I \sim (\varepsilon \omega^{-5/3})^{2k} \Gamma_\Phi$, где $k = n_0/2\omega_0$ — число пиков, а $\Gamma_\Phi \approx (\varepsilon \omega^{-5/3})^2 \omega^{3/2}$ — скорость перехода с последнего пика в континуум. При $\omega^{5/3} \ll \varepsilon < \varepsilon_c$ ионизация в классической системе отсутствует, а в квантовой системе идет благодаря туннелированию сквозь инвариантные кривые: $\Gamma_I \sim (\omega/\tau_I) \exp[-Cn_0(\varepsilon_c - \varepsilon_0)/\varepsilon_0]$, где C — некоторая числовая константа.

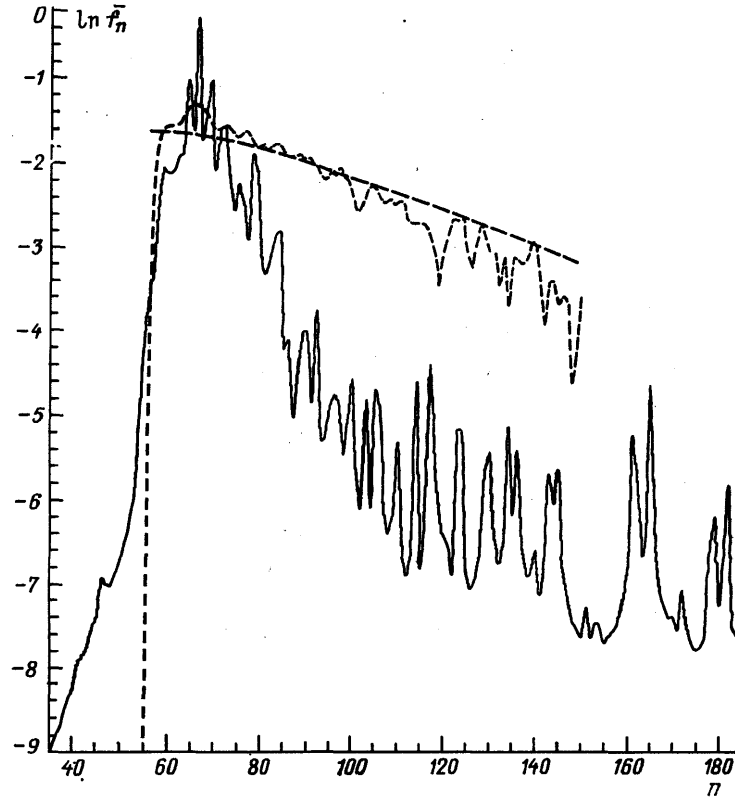


Рис. 2

В области хаоса при $l \sim n_0$ из-за роста D с n в системе происходит делокализация. В этом режиме квантовый процесс возбуждения удовлетворительно согласуется с классическим¹⁻³. Тем не менее даже в области делокализации в квантовой системе нет локальной неустойчивости. Это приводит к тому, что в численном моделировании при обращении времени ($\psi \rightarrow \psi^*$) в момент $\tau = \tau_r$ вся вероятность (даже из континуума) возвращается на начальный уровень n_0 в момент $\tau = 2\tau_r$ (с точностью 10^{-16})³. В классической системе такая обратимость отсутствует из-за экспоненциальной неустойчивости траекторий.

В настоящее время фактически имеются всего два лабораторных эксперимента^{12,13}, в которых электрон находился в области классического хаоса ($n_0 \sim 60$, $\omega_0 \sim 0,5$, $\varepsilon n_0^4 \sim 0,06$). Результаты этих экспериментов удовлетворительно согласуются с данными численного моделирования классической динамики^{12,14} и в данном случае подтверждают классическую картину диффузионной ионизации. Причина этого заключается в том, что эксперименты проводились в области делокализации $\omega_0 < \omega_l$. Для наблюдения режима квантовой локализации хаоса требуется провести эксперименты при более высокой частоте: $\omega_0 > \omega_l$. В этой области квантовые эффекты играют существенную роль¹⁻³ и классическая картина процесса ионизации^{7,13,14} оказывается неправомерной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Casati G., Chirikov B. V., Guarneri I., Shepelyansky D. L.// Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 823.
2. Ibidem. 1984. V. 53. P. 2525.
3. Ibidem. 1986. V. 56. P. 2437.
4. Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика. — М.: Мир, 1984.
5. Меерсон Б. И., Око Е. А., Сасоров П. В.//Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 79.
6. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Шепелянский Д. Л.//УФН. 1983. Т. 140. С. 335.
7. Jensen R. V.//Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 30. P. 386.
8. Shepelyansky D. L.//Proc. of Intern. Conference on Quantum Chaos. 1983.— New York: Plenum, 1985.— P. 187.
9. Casati G., Chirikov B. V., Ford J., Izrailev F. M.//Lect. Not. Phys, 1979. V. 93. P. 334.
10. Chirikov B. V., Izrailev F. M., Shepelyansky D. L.//Sov. Sci. Rev, 1981. V. 2C. P. 209.
11. Shepelyansky D. L.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 677.
12. Bayfield J. E., Koch P. M.//Ibidem. 1974. V. 33. P. 258.
13. Van Leeuwen K. A. H. et al.//Ibidem. 1985. V. 54. P. 2057.
14. Leopold J. G., Percival I. C.//Ibidem. 1978. V. 41. P. 944.