Письма в ЖЭТФ, том 29, вып.1, стр. 79–82 *5 января 1979 г.*

СТОХАСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОСЦИЛЛЯТОРА И ИОНИЗАЦИЯ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Б.И.Меерсон, Е.А.Окс, П.В.Сасоров

Предложен новый механизм ионизации высоковозбужденных атомов электромагнитным излучением.

Процессы нелинейной фотоионизации атомов в настоящее время интенсивно изучаются экспериментально и теоретически [1]. В этой заметке исследуется возмущение спектра и предлагается новый механизм каскадной ионизации высоковозбужденных атомов (для определенности, водорода) под действием линейно поляризованного монохроматического излучения с частотой $\omega \ll E_n^{(0)}$, где $E_n^{(0)}$ – энергия связи электрона[1]. Этот механизм основан на классическом эффекте стохастической неустойчивости нелинейного осциллятора [2].

Условие $n \gg 1$ (n – главное квантовое число, совпадающее с каноническим импульсом классического кеплерова движения электрона) позволяет применить квазиклассическое приближение. Гамильтониан классического движения электрона в атоме под действием электричес-

[1] Здесь и далее используются атомные единицы

кого поля $\vec{\epsilon}\cos\omega t$ имеет вид

$$H = -\frac{1}{2n^2} + \epsilon\cos\omega t\left(1-\frac{M_z^2}{M^2}\right)^{1/2}\sum_{k=1}^{\infty}(x_k\sin\psi\cos k\lambda + y_k\cos\psi\sin k\lambda) \qquad (1)$$

Здесь λ – фаза, сопряженная n (в невозмущенном случае $\epsilon = 0$ $\lambda = \Omega t + \lambda_0$, где $\Omega = n^{-3}$ – частота кеплерова движения электрона), ψ и ϕ – углы Эйлера [3], M и M_z – сопряженные им импульсы (момент электрона и его проекция на $\vec{\epsilon}$). Так как фаза ϕ циклическая, $M_z = \mathrm{const}$. Далее, x_k и y_k – компоненты Фурье дипольного момента электрона в атоме водорода [4].

Если напряженность поля волны ϵ достаточно мала (критерий см. ниже), можно выделить нерезонансный и резонансный случай. В первом случае $|\omega - k\Omega| \sim \Omega$ движение электрона определяется по обычной теории возмущений, что позволяет описать малые "дрожания" электрона вблизи начальных значений n и M. В резонансном случае $|\omega - k\Omega| << \Omega$ в разложении Фурье (1) можно сохранить лишь резонансный член. Тогда простое каноническое преобразование устраняет явную зависимость гамильтониана (1) от времени. Относительная малость результирующего смещения $\Delta n << n$ позволяет разложить в (1) первое слагаемое вблизи резонансного значения $n = n_k$ с точностью до членов $\sim(n - n_k)^3$, где $n_k = (k/\omega)^{1/3}$. Пары переменных λ, n и ψ, M являются соответственно быстрой и медленной подсистемой, что позволяет привести (1) к виду

$$H \approx -\frac{3}{2}\left(\frac{\omega}{k}\right)^{4/3}(n-n_k)^2 + \frac{\epsilon}{2}\left(1-\frac{M_z^2}{M^2}\right)^{1/2}\cdot(x_{kr}^2\sin^2\psi + y_{kr}^2\cos^2\psi)^{1/2}\sin(k\lambda+\Phi), \qquad (2)$$

где $x_{kr} \equiv x_k(n_k)$, $y_{kr} \equiv y_k(n)_k$, $\mathrm{tg}\Phi = (x_{kr}/y_{kr})\,\mathrm{tg}\psi$, $\psi = \mathrm{const}$, $M = \mathrm{const}$.

Гамильтониан (2) формально совпадает с гамильтонианом математического маятника конечной амплитуды, а уравнения движения интегрируются в эллиптических функциях [5]. Характерная частота "биений" как "захваченных" по фазе λ, так и пролетных частиц есть

$$\nu = \frac{\sqrt{3}}{2}k^{1/3}\epsilon^{1/2}\omega^{2/3}\left(1-\frac{M_z^2}{M^2}\right)^{1/4}(x_{kr}^2\sin^2\psi + y_{kr}^2\cos^2\psi)^{1/4}. \qquad (3)$$

При $k = 1$ исследование выражения (3) на максимум дает $\nu_{max} = (3\epsilon)^{1/2}/2n$. Размах биений величины n равен

$$\Delta n = \frac{4}{\sqrt{3}}\left(\frac{k}{\omega}\right)^{2/3}\epsilon^{1/2}\left(1-\frac{M_z^2}{M^2}\right)^{1/4}(x_{kr}^2\sin^2\psi + y_{kr}^2\cos^2\psi)^{1/4}. \qquad (4)$$

Подставив найденные $n(t)$ и $\lambda(t)$ в (2), можно определить $M(t)$, $\psi(t)$ и $\phi(t)$. Квантование исследованного условно-периодического движения [6] позволяет определить квазиэнергетические состояния (КЭС) в нерезонансном и резонансном случаях. Этим результатам будет посвящена отдельная статья авторов.

Приближение изолированного резонанса справедливо при $\nu \ll \Omega$ [2], то есть $\epsilon \ll n^{-4}$ (напомним, что $\omega \ll n^{-2}$). Строгое рассмотрение [7] показало, что при $\nu \ll \Omega$ для большинства начальных условий Δn остается малым вплоть до $t = \infty$. Для остальных начальных условий скорость "ухода" величины n (диффузия Арнольда) экспоненциально мала [8]. Таким образом, в классической постановке при $\epsilon \ll n^{-4}$ ионизация практически отсутствует[1)].

В недавней работе [10] высказано ошибочное утверждение о "диффузионной" ионизации высоковозбужденного атома в случае $\epsilon \sim n^{-5} \ll n^{-4}$. Не останавливаясь на конкретных ошибках, отметим, что полученная в [10] оценка "времени диффузии" (формула (9)) классична. Однако применение соответствующих результатов [10] к небесной механике привело бы к выводу о быстром уходе из солнечной системы, например, Сатурна под действием Юпитера, что противоречит наблюдениям.

Стохастическая неустойчивость атомного осциллятора и, как следствие, ионизация возникают, когда ν/Ω не очень мало. В этом случае происходит перекрытие разных резонансов, а разделение электронов на резонансные и нерезонансные теряет смысл [2]. При этом электрон хаотически блуждает по уровням, пока не перейдет в непрерывный спектр. Порог стохастичности для систем с гамильтонианом, близким к (1), приведен в [11] и имеет вид $\nu \gtrsim \Omega/6$, что в нашем случае равносильно $\epsilon \gtrsim \epsilon_0 = 1/27 n^4$. При $n = 66$ получим $\epsilon_0 = 10$ В/см, что совпадает с результатом эксперимента [12]. Грубая оценка времени ионизации (блуждание электрона по резонансам) вблизи порога неустойчивости дает $\tau \sim 10^3 n^3$. Для $n = 50$ находим $\tau \sim 3 \cdot 10^{-9}$ сек, что согласуется с экспериментом [13]. Наличие максимумов у зависимости вероятности ионизации от ω [13] можно объяснить неполным перекрытием резонансов вблизи порога стохастичности.

Таким образом, предложенный механизм стохастической ионизации, по-видимому, играет существенную роль и должен учитываться при построении последовательной квантовой теории.

После завершения этой работы появилась статья [14], содержащая результаты численного моделирования методом Монте-Карло ионизации и возбуждения атомов водорода для условий эксперимента [12]. В [14] были рассчитаны на ЭВМ классические траектории электронов. Хорошее совпадение результатов "классического" моделирования [14] с экспериментом [12] является дополнительным аргументом в пользу нашей теории. Важно упомянуть, что заметная часть траекторий, полученных в [14], проявляет свойства стохастичности, что не было отмечено авторами [14].

Всесоюзный
научно-исследовательский институт
физико-технических и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию
28 ноября 1978 г.

---

1) Отметим, что при $\epsilon \ll n^{-4}$ соответствующая квантовомеханическая задача не решена, за исключением области $\omega \ll \Omega$ (в которой вероятность ионизации экспоненциально мала) [9]

Литература

[1] Н.Б.Делоне, В.П.Крайнов. Атом в сильном световом поле, Атомиздат, 1978.

[2] Г.М.Заславский, Б.В.Чириков. УФН, 105, 3, 1971.

[3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика, М., изд., Наука, 1973, стр.140.

[4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля, М., изд. Наука, 1973, стр.236.

[5] Н.И.Ахиезер. Элементы теории эллиптических функций, М., изд. Наука, 1970, стр.117.

[6] А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, М., изд. Наука, 1971.

[7] В.И.Арнольд. УМН, 18, 81, 1963.

[8] Н.Н.Нехорошев. Функциональный анализ и его приложения, 5, 82, 1971.

[9] Л.П.Рапопорт, Б.А.Зон, Н.Л.Манаков. Теория многофотонных процессов в атомах, Атомиздат, 1978.

[10] Н.Б.Делоне, Б.А.Зон, В.П.Крайнов. ЖЭТФ, 75, 445, 1978.

[11] Б.В.Чириков. Физика плазмы, 4, 521, 1978.

[12] J.E.Bayfield, P.M.Koch. Phys. Rev. Lett., 33, 258, 1974.

[13] J.E.Bayfield, L.D.Gardner, P.M.Koch. Phys. Rev. Lett., 39, 76, 1977.

[14] J.G.Leopold, I.C.Percival. Phys. Rev. Lett., 41, 944, 1978.