

СИНХРОНИЗАЦИЯ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

В.П.Чеботаев

Рассмотрено взаимодействие импульсов света с частицей. Показано, что когда длительность импульсов меньше периода колебаний перехода, вероятность возбуждения частицы является быстроосциллирующей функцией времени задержки между импульсами. Период осцилляции соответствует частоте перехода.

1. Хорошо известно, что линейный осциллятор после возбуждения двумя короткими импульсами, длительность которых много меньше периода колебаний, совершает гармонические колебания. Их можно представить как суперпозицию двух колебаний с амплитудами и фазами, которые соответствуют независимому возбуждению двумя импульсами

$$C(t) = A \sin \omega t + B \sin \omega (t + T), \quad (1)$$

где $C(t)$ – результирующее колебание с амплитудой C , A и B – амплитуды колебаний, соответствующие первому и второму импульсам, T – время задержки импульса. Амплитуда C описывается выражением

$$C = (A^2 + B^2 + 2AB \cos \omega T)^{1/2}, \quad (2)$$

из которого следует, что результирующая амплитуда C прямо зависит от фазы колебания осциллятора в момент прихода второго импульса. В этой работе будет показано, что поведение квантовомеханической частицы при возбуждении двумя короткими импульсами также определяется фазой дипольного момента частицы в момент возбуждения вторым импульсом. В частности, при взаимодействии двухуровневой (трехуровневой) частицы с двумя очень короткими импульсами света, длительность которых τ меньше периода колебания соответствующего перехода ($\tau \ll \omega_{21}^{-1}$, ω_{21} – частота перехода), возбуждение уровня определяется фазой $\omega_{21}T$.

Обнаруженные особенности, будучи простыми, могут оказаться важными для решения различных научных и практических задач.

2. Рассмотрим взаимодействие короткого импульса света с длительностью τ и несущей частотой ω с трехуровневой частицей. В соответствии со сказанным выше, частота перехода ω_{21} удовлетворяет условию $\omega_{21} \ll \tau^{-1}$. Уравнения для амплитуды вероятности будут иметь вид

$$\dot{a}_0 = a_1 G_{01} e^{-i\Omega t} + a_2 G_{02} e^{-i\Omega' t} \quad \dot{a}_1 = a_0 G_{10} e^{i\Omega t} \quad \dot{a}_2 = a_0 G_{20} e^{i\Omega t} - \gamma a_2 \quad (3)$$

$$G_{01} = ip_{01} E / \hbar, \quad G_{02} = ip_{02} E / \hbar.$$

Здесь p_{01} , p_{02} – матричные элементы дипольного момента переходов $0 \rightarrow 1$ и $0 \rightarrow 2$, соответственно, $\Omega = \omega - \omega_{01}$ и $\Omega' = \omega - \omega_{02}$ – расстройки частоты поля от резонансных частот переходов $0 \rightarrow 1$ и $0 \rightarrow 2$, γ – затухание уровня 2, E – амплитуда поля первого импульса.

При $t = 0$, $a_1 = 1$, $a_2 = a_0 = 0$. После действия первого импульса для амплитуды вероятности имеем: $a_2^{(1)} = (-1/2)G_{02}^* G_{01} \tau^2$. После взаимодействия со вторым импульсом, задержанным на время T , амплитуда вероятности $a_2^{(2)}$ будет равна:

$$a_2^{(2)} = -G_{01} G_{02}^* (e^{-\gamma T} + \beta e^{i\omega_{21} T}) \tau^2 / 2, \quad (4)$$

здесь β – отношение амплитуд импульсов. Соответственно вероятность нахождения части-

цы на уровне 2 будет

$$|a_2^{(2)}|^2 = |G_{02}|^2 |G_{01}|^2 \tau^4 (1 + \beta^2 e^{-2\gamma T} + 2\beta e^{-\gamma T} \cos \omega_{21} T) / 4. \quad (5)$$

Таким образом вероятность нахождения частицы на уровне 2 оказывается быстро осциллирующей функцией задержки T . Максимум возбуждения соответствует времени задержки, кратной периоду колебаний перехода $1 \rightarrow 2$. При малой скорости затухания задержка ($T \sim 1/\gamma$) может быть достаточно большой и измерена с относительной точностью, лучшей γ/ω_{21} , который может иметь значение $10^{-12} - 10^{-13}$. При наличии тонкой структуры в заселенности уровня 2 будут наблюдаться биения при изменении времени T . Период биений будет зависеть от разности частот переходов. Это можно также использовать в спектроскопии сверхвысокого разрешения. Таким образом, метод можно рассматривать как дополнение к другим нестационарным методом когерентной спектроскопии.

3. До последнего времени в спектроскопии сверхвысокого разрешения в основном использовались перестраиваемые источники с узкой линией излучения. Частота такого источника настраивалась на центр перехода. В рассматриваемом здесь методе источник имеет очень широкую линию ($\Delta\omega \sim 1/\tau$), а значение его несущей частоты не является существенным. Принципиально важным является лишь стабильность времени задержки T . По крайней мере имеется две возможности построения спектрометра. В первом случае можно использовать оптическую линию задержки для формирования задержанного импульса. Длительность задержки $T = L/c$, где L — длина линии задержки, c — скорость света может изменяться плавно с высокой точностью. К сожалению, абсолютная точность измерения длительности задержки здесь ограничена точностью измерения длины. Если известна абсолютная частота перехода, то время задержки T и длина L в соответствии с новым определением метра, могут быть измерены сразу. В другой схеме возможно как абсолютное измерение длительности задержки, так и абсолютное измерение частоты перехода $1 \rightarrow 2$. В ней предусмотрено использование СКИ, генерируемых в лазере с синхронизацией мод. При вынужденной синхронизации мод частота следования импульсов определяется частотой генератора Ω , запитывающего амплитудный модулятор внутри резонатора. Оптический импульсный усилитель, синхронизованный с генератором, позволяет выделять и формировать отдельные импульсы. Задержка их будет кратна расстоянию между импульсами, т. е. $T = n\Omega^{-1}$, где n — целое число, Ω — частота генератора в Гц. Обычно $\Omega \approx 10^8$ Гц. В небольших пределах задержку T можно плавно регулировать изменением частоты Ω . Такая система может одновременно служить эталоном времени и частоты. Если частота Ω_{21} стабильна, то по ней можно стабилизировать время задержки T , а следовательно, частоту Ω .

Рассмотренные здесь особенности взаимодействия СКИ света с частицами открывают новые возможности для спектроскопии сверхвысокого разрешения, разработки новых принципов создания стандартов времени, магнитометров, измерения частот переходов, селективного возбуждения уровней. Заслуживает внимания возможность использования описанных процессов для создания быстродействующих систем памяти, основанных на использовании атомов и молекул. Уже в настоящее время в связи с получением импульсов длительностью 10^{-14} с⁻¹, проведение экспериментов возможно в диапазоне до длины волны 10 мкм.

Благодарю В.А.Улыбина за обсуждение.

Литература

1. Proc. PSA Topical Meeting. Snowmass, Colorado, June 16-19, 1986. Ultrafast Phenomena. Ed. G.R.Fleming, A.E.Siegmann. Berlin — Heidelberg — New York — London — Paris — Tokyo: Springer-Verlag, v. 5.