Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.2, стр.199 - 200

СЖАТЫЕ СОСТОЯНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

В.А.Коварский

ул. Академии 6/2-37

Кишинев 2028, Молдова

Поступила в редакцию 10 декабря 1996 г.

Рассматриваются квантовые точки на основе материалов с долгоживущими терагерцовыми колебаниями. Показано, что сжатые состояния таких колебаний могут приводить к сверхвысокочастотной модуляции оптического излучения, поглощаемого на электронных переходах в квантовых точках.

PACS: 73.50.-h

В последние годы обнаружены долгоживущие высокочастотные (терагерцовые) колебательные моды в некоторых аморфных и кристаллических материалах [1–4]. В то же время, для локализованных электронных состояний хорошо известен так называемый частотный эффект (эффект изменения колебательных частот при квантовом переходе электрона из одного локализованного состояния в другое). Именно этот частотный эффект может приводить к приготовлению сжатого колебательного состояния при возбуждении электрон-колебательной системы сверхкоротким лазерным импульсом (см. подробнее работу автора [5] и ссылки в ней). Для долгоживущих колебаний с $\tau \sim 10^{-9}$ с колебательный пакет, соответствующий сжатому состоянию, сможет совершить $10^3 \div 10^4$ колебаний и может быть зафиксирован вторым считывающим импульсом, как это было реализовано в эксперименте в молекулярных системах (см. подробнее [6]).

Применительно к твердому телу частотный эффект может возникать при локализации электронов в так называемых квантовых точках. Усиление электрон-фононного взаимодействия за счет локализации электронов в квантовых точках отмечалось в работе [7].

Ниже будет рассмотрена квантовая точка, в которой существуют долгоживущие колебание частоты ω с временем жизни $\tau \sim 10^{-9}$ с. Эффект квантовой точки проявляется прежде всего в том, что полоса люминесценции смещается в синюю сторону (по сравнению с объемным материалом) на величину ΔE, определяемую эффектом размерного квантования (например, в пористом кремнии $\Delta E \simeq 0.5$ эВ [8]).

При возбуждении квантовой точки лазерным импульсом $\tau_0 \simeq 1$ фс происходит заселение локальных уровней (возникших из зоны проводимости). При этом колебательный пакет имеет вид

$$|\psi^{sq}(x,t)|^2 = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma(t)} \exp\left\{-\frac{x^2}{\sigma^2(t)}\right\}, \qquad (1)$$

$$\sigma^2(t) = \sigma_0^2(\eta^2 \cos\omega_2 t + \frac{1}{\eta^2}\sin\omega_2 t),$$

$$\eta = \frac{\omega_1}{\omega_2}; \qquad \sigma_0^2 = \hbar/M\omega_2; \qquad \omega_1 > \omega_2,$$

M – масса осциллятора x, η – коэффициент сжатия, $\omega_{1,2}$ – колебательные частоты ядер при локализации электрона на дискретных уровнях валентной зоны и зоны проводимости, соответственно.

Формула (1) выписана для простого случая "сжатого вакуума", когда основную роль при приготовлении сжатого состояния играет частотный эффект и можно пренебречь стоксовым смещением. Частота ω_2 отличается от частоты ω_1 на величину $\Delta\omega$, определяемую матричными элементами электрон-колебательного взаимодействия, и может быть рассчитана теоретически. Более предпочтительно эту величину определять экспериментально, например, из измерения рамановских спектров α-Si для достаточно интенсивных лазерных подсветок. По нашему мнению, дополнительные линии в спектрах рамановского рассеяния, наблюдаемые в [1, 2], могли бы быть связаны с проявлением частотного эффекта, поскольку в [1, 2] использовался более интенсивный лазерный источник, чем в [9]. В методике второго считывающего импульса на переходе из нижнего дискретного состояния 2 зоны проводимости в возбужденное состояние 3 зоны проводимости поглощается энергия кванта с частотой Ω_{23}. Если состояние 2 не заселено, то квант $\hbar\Omega_{23}$ не поглощается и свободно проходит через материал.

Пусть $\hbar\Omega_{23}$ меньше Δ_{23} (Δ_{23} – энергетический зазор между состояниями 2 и 3), тогда при подселении состояния 2 поглощение света связано с добавочным поглощением фононов. Скорость такого перехода $W_{23}(\Omega)$ в единицу времени описывается формулой

$$W_{23}(\Omega) \sim \exp\left\{-\frac{(\hbar\Omega - \Delta_{23})^2}{2a(\hbar\omega_2)^2\bar{n}}\right\}, \tag{2}$$

где a – безразмерная константа Стокса, $\bar{n}$ – среднее число заполнения сжатого колебания с частотой ω_2.

Нетрудно показать, что величина $\bar{n}$ определяется дисперсией колебательной координаты сжатого состояния, то есть $\bar{n} \sim \sigma^2(t)$, где момент времени (t) отсчитывается от момента приготовления сжатого состояния и соответствует моменту включения второго считывающего импульса. В методике, при которой излучение Ω_{23} постоянно присутствует, его поглощение будет промодулировано с частотой ω_2.

Автор выражает благодарность сотруднику ИПФ АН Молдова Е.Ю.Канаровскому за его полезные замечания.

1. A.T.Scholten, A.V.Akimov, and T.I.Dijkhuis, Phys. Rev. B **47**, 13910 (1993).
2. A.T.Scholten, A.V.Akimov, P.A.W.E.Verleg et al., J. of Non-Crystal. Solids **164–166**, 923 (1993).
3. R.Orbach, T. of Non-Crystal. Solids **164–166**, 917 (1993).
4. А.В.Акимов, А.А.Каплянский, Е.С.Москаленко, ФТТ, **29**, 509 (1987).
5. В.А.Коварский, ЖЭТФ **110**, 1 (1996).
6. M.Gruebele and A.H.Zewail, Phys. Today, May 1990, p.24.
7. В.А.Коварский, В.Н.Чеботарь, ФТП **26**, 1828 (1992).
8. Н.В.Гущина, В.С.Днепровский, Е.Ю.Давыденко и др., ЖЭТФ **106**, 1830 (1994).
9. D.Bermejo and M.Cardona, J. of Non-Crystal. Solids **32**, 405 (1979).