

МЕЖИНСТИТУТСКИЙ СЕМИНАР  
«ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ОПТИКИ  
И СПЕКТРОСКОПИИ»

УДК 535.371

Е. Б. АЛЕКСАНДРОВ

(Ленинград)

КВАНТОВЫЕ БИЕНИЯ И ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

**Введение.** Явления квантовых биений интенсивно изучались в оптике в шестидесятых годах. Первые предложения в этом направлении независимо высказывали в 1959—1961 гг. Г. В. Сириес, М. И. Подгорецкий, А. Кастлер. Большинство экспериментов в долазерный период осуществлено автором. Разработка теории проводилась в основном В. И. Перелем, О. В. Константиновым, В. П. Козловым, Г. В. Сириесом и Коэном-Таннуджи\*.

Явления биений были положены в основу новых методов спектроскопии, позволяющих исследовать структуру энергетических уровней с разрешением, не ограниченным доплеровским уширением спектральных линий. Широкому распространению в спектроскопии методов биений препятствовали специфические трудности технического толка. С момента создания эти методы эпизодически применялись в атомной и ядерной спектроскопии, а также в технике измерения малых магнитных полей. В спектроскопии методы биений отошли на второй план после появления нового вида спектроскопии — нелинейной лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения. Интерес к последней особенно вырос в связи с интенсивным прогрессом в области перестраиваемых лазеров, обещающих превратить лазерную спектроскопию в универсальный и всеобъемлющий метод. Однако в последние годы появился ряд работ, в которых техника лазерного возбуждения сочеталась с методами биений, что снова поставило вопрос об их конкурентоспособности. Как будет показано, лазерная спектроскопия и методы биений не столь конкурируют, сколь взаимно дополняют и усиливают друг друга.

В настоящем обзоре будут приведены основные сведения о явлениях квантовых биений, их методических разновидностях и развитии в лазерный период в сопоставлении с задачами и возможностями лазерной спектроскопии. В библиографии обзора достаточно полно представлены лишь работы по биениям с лазерным возбуждением.

**Интерференция состояний.** Под биениями понимают модуляцию интенсивности излучения или поглощения света на некотором переходе, вызванную наличием энергетического расщепления исходного состояния. Биения являются интерференционным эффектом, основанным на квантовомеханическом принципе сложения амплитуд вероятностей перехода системы из начального состояния в конечное, если переход может осуществляться через ряд неразличимых в эксперименте параллельных каналов [2]. Пусть для определенности имеется атом в начальном состоянии  $|0\rangle$ , подверженный возмущению, способному перевести его в

\* Подробнее история вопроса изложена в [1]. Там же дана полная библиография.

любое из двух (в простейшем случае) промежуточных состояний —  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . При этом реализуется суперпозиционное состояние, описываемое суммой  $\psi(t) = C_1|1\rangle e^{-i\omega_1 t} + C_2|2\rangle e^{-i\omega_2 t}$ , не обладающее

определенной энергией и в силу этого нестационарное. Нестационарность проявляется, в частности, в зависимости от времени вероятности перехода атома из состояния  $\psi$  в некоторое общее конечное состояние  $|3\rangle$  под действием возмущения  $\hat{V}$ . Это может быть взаимодействие со светом, с электронами или чаще всего с флуктуациями вакуума, т. е. в этом случае речь идет о биениях в спонтанном излучении. Формально вероятность перехода из состояния  $\psi$  в  $|3\rangle$ , пропорциональная  $|\langle 3|\hat{V}|\psi\rangle|^2$ , содержит три слагаемых:

$$P(t) \sim |C_1|^2 |\langle 3|\hat{V}|1\rangle|^2 + |C_2|^2 |\langle 3|\hat{V}|2\rangle|^2 + 2\text{Re } C_1 C_2^* \langle 3|\hat{V}|1\rangle \langle 2|\hat{V}|3\rangle e^{-i\omega_{12}t}. \quad (1)$$

Из них первые два соответствуют независимым переходам из состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  в  $|3\rangle$ , а третье отражает интерференцию состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . Интерференционная составляющая замечательна своей гармонической зависимостью от времени: частота биений определяется разностью энергий интерферирующих состояний  $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2 = (E_1 - E_2)/\hbar$ , что позволяет ее измерять. При усреднении по времени интерференционный вклад исчезает за исключением частного случая  $\omega_{12} = 0$ , соответствующего интерференции вырожденных состояний или пересечению уровней. Наблюдение особенности в интенсивности люминесценции в окрестности вырождения уровней составляет содержание важного метода пересечения уровней [3].

Биения в спонтанном испускании допускают наглядную классическую трактовку: атом, возбужденный в смесь состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , испускает одновременно две оптические гармоники с частотами  $\omega_{13}$  и  $\omega_{23}$ . Их интерференция и приводит к биениям. Существенно, что биения возможны только при переходе из суперпозиционного состояния в одиночное. Биения при переходе из одиночного состояния в расщепленное в виде регулярного процесса не наблюдаемы [4], хотя классическая аналогия и здесь предсказывает модуляцию интенсивности. Существо противоречия состоит в принципиальной ненаблюдаемости биений в элементарном акте. В статистическом эксперименте биения могут наблюдаться при условии синфазности отдельных процессов (см. ниже). При спонтанном переходе из одиночного состояния в суперпозицию фаза полностью не определена и биения исчезают.

**Условия наблюдаемости биений. Резонансы биений.** Запишем выражение (1) для вероятности перехода из суперпозиции  $\psi$  в состояние  $|3\rangle$  в более компактном виде, учтя дополнительно затухание состояния  $\psi$  с константой  $\Gamma$ :

$$P(t) = [A + B \cos(\omega_{12}t + \varphi)] e^{-\Gamma t}. \quad (2)$$

Выражение (2) описывает биения вероятности элементарного акта квантового перехода, которые, очевидно, в единичной реализации не наблюдаемы. Однако биения вероятности излучения ансамбля тождественных частиц реализуются в биения интенсивности, если элементарные процессы синфазны. Фаза биений  $\omega_{12}t + \varphi$  зависит от частоты  $\omega_{12}$ , начальной фазы  $\varphi$  и момента  $t_0$  возникновения состояния (выше для простоты принималось  $t_0 = 0$ ). Для ансамбля идентичных атомов частота  $\omega_{12}$  фиксирована. Поскольку эта частота определяется разностью энергии подуровней одной частицы, то одновременное смещение частот  $\omega_{13}$  и  $\omega_{23}$  за счет эффекта Допплера практически не меняет их разность,

так что частота биений не подвержена доплеровскому разбросу (строго говоря, это справедливо при условии  $\omega_{12} \ll \omega_{13}, \omega_{23}$ , которое всегда выполняется)\*.

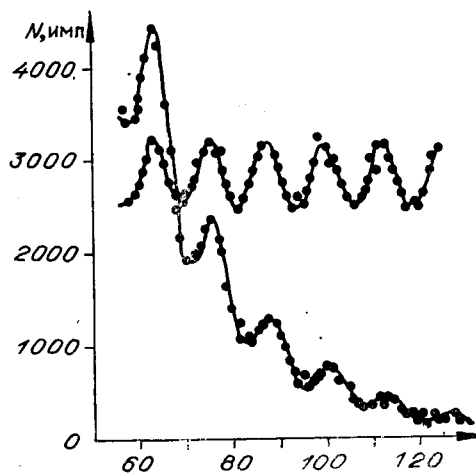
Начальная фаза  $\varphi$  биений зависит от характера возбуждения и от условий наблюдения. Если интерferируют состояния, отличающиеся угловыми характеристиками (моментом и его проекцией), то необходимым условием определенности начальной фазы является анизотропность возбуждения и наблюдения. Окончательно синфазность достигается преодолением фазового разброса, связанного с разбросом начальных моментов возбуждения. Наиболее очевидным образом биения возникают при импульсном возбуждении за интервалы времени, много меньшие периода биений. Это наиболее простое проявление биений, которое чаще всего используется в последнее время в спектроскопических целях.

Впервые биения в спонтанном излучении при импульсном возбуждении были продемонстрированы в работах [5 6], в которых биения возникали в результате интерференции подуровней магнитного расщепления состояний  $^3P_1$  кадмия и ртути. Наблюдение биений было сопряжено с преодолением значительных трудностей по обеспечению достаточно короткого и мощного импульса оптического возбуждения.

Свободные биения представляют значительный интерес как средство исследования структуры и времени жизни возбужденных состояний. Наиболее существенным моментом является то, что исследуемое состояние не подвергается никакому возмущению: биения наблюдаются после окончания импульса возбуждения, на мощность которого не накладывается ограничений. Однако технические трудности возбуждения свободных биений в долазерный период ограничили применение этого метода в спектроскопии двумя типами исследований. Первым является исследование биений при импульсном возбуждении атомов электронным ударом. После первых демонстрационных работ, показавших возможность когерентного электронного возбуждения [7—9], импульсное возбуждение электронами использовалось в работе [10] для точного измерения факторов Ланде возбужденных состояний гелия. Пример биений в излучении гелия на переходе  $2^1S-4^1P$  представлен на рис. 1. Возбуждение осуществлялось электронным пучком короткими импульсами поперек магнитного поля. Распределение во времени фотонов спонтанного излучения получено с помощью техники счета фотонов с преобразованием времени задержки фотоэлектронного

Рис. 1. Биения в излучении гелия на переходе  $2^1P_1-4^1D_2$  (492,2 нм) при импульсном возбуждении электронным ударом.

По оси абсцисс отложены номера каналов временного анализатора, по оси ординат — число импульсов в канале.



\* Уместно отметить, что экспериментально подтверждаемая неподверженность биений доплеровскому разбросу наглядно показывает, что речь идет об интерференции гармоник, излучаемых каждым атомом, а не об интерференции излучения разных атомов; в последнем случае вместо модуляции с частотой  $\omega_{12}$  наблюдалось бы излучение, хаотически модулированное частотами от нулевой до примерно  $2\Delta\nu_D$ , где  $\Delta\nu_D$  — доплеровская ширина линии на переходе  $|3\rangle-|1\rangle, |2\rangle$ .

импульса в амплитуду с последующим многоканальным накоплением. Недостаток интенсивности возбуждения компенсировался длительностью сбора информации.

Второй тип исследований долазерного периода со свободными биениями, получивший наибольшее распространение, связан с экспериментами по перезарядке быстрых ионных пучков на тонких угольных пленках (техника «beam — foil» [11]). Быстрый пучок ионов со скоростью порядка  $10^8$  см/с пронизывает тонкую угольную пленку с толщиной порядка  $10^{-5}$  см. В результате перезарядки за пленкой образуется пучок атомов, возбужденных в процессе взаимодействия. Как расщепления, вызванные внутриаомными взаимодействиями (тонкие и сверхтонкие расщепления, лэмбовские сдвиги), так и расщепления, вызванные внешними магнитными и электрическими полями.

При импульсном возбуждении биения выступают в качестве переходного процесса. Возможны другие проявления интерференции состояний, где биения проявляются в виде стационарных процессов, образуя так называемые резонансы биений. Самым очевидным является амплитудный резонанс, возникающий при гармонической модуляции интенсивности возбуждения. Явление состоит в резонансном нарастании глубины модуляции спонтанного излучения, когда частота модуляции возбуждения приближается к частоте свободных биений. Ширина резонанса определяется шириной интерферирующих уровней. Явление носит нетривиальный характер: частота резонанса может сколь угодно сильно превышать обратное время жизни спонтанного излучения, которое из-за своей инерционности вне резонанса полностью демодулировано. В резонансе глубина модуляции люминесценции может достигать половины глубины модуляции возбуждения.

Возникновение резонанса биений можно понять из рассмотрения группировки во времени элементарных актов излучения с учетом переменной интенсивности возбуждения, однако полезно указать другой спектральный подход к пояснению образования резонанса. Атом с расщепленным верхним уровнем моделируется спаренным осциллятором с фиксированной разностью частот. При воздействии на него излучения с широким спектром оба осциллятора возбуждаются со случайными относительными фазами некогерентно. В свете, модулированном по амплитуде, каждая гармоника спектра приобретает когерентную ей пару, хотя суммарно излучение остается спектрально «белым». Если интервал между когерентными гармониками совпадает с частотным расщеплением спаренного осциллятора, обе его составляющие возбуждаются когерентно, т. е. с одной и той же разностью фаз для всех осцилляторов. Таким образом, варьируя частоту модуляции света, можно проходить резонанс. Можно говорить о том, что белый свет после гармонической модуляции приобрел когерентные свойства. Степень этой когерентности определяется шириной спектра радиочастотного генератора, управляющего модуляцией света. Эта ширина чрезвычайно мала, и именно она определяет аппаратную ширину метода амплитудного резонанса биений, который тем самым имеет практически неограниченное разрешение.

Амплитудный резонанс в люминесценции был впервые обнаружен в работах [12, 13]. В дальнейшем этот метод неоднократно применялся в спектроскопических исследованиях, заменяя двойной радиооптический резонанс [14]. Перед последним резонанс биений обладает важным

преимуществом — отсутствием дополнительного возмущения, вносимого в систему радиочастотным полем, индуцирующим резонанс. Помимо существенного усложнения расшифровки результатов в методе двойного резонанса возникают затруднения в связи с необходимостью обеспечения достаточной мощности высокочастотного поля, особенно когда требуется исследовать СВЧ переходы с большими ширинами.

Существуют и другие стационарные проявления биений. Так, при модуляции с частотой  $\Omega$  интервала  $\omega_{12}$  между интерферирующими уровнями при непрерывном возбуждении возникает модуляция интенсивности люминесценции на частотах, равной и кратной  $\Omega$ , если частота  $\Omega$  равна или в целое число раз меньше интервала  $\omega_{12}$ . Это явление было названо параметрическим резонансом [15]. В экспериментах модуляция интервала  $\omega_{12}$  осуществлялась за счет эффектов Штарка и Зеемана с помощью переменных полей. Существенно, что эти поля не вызывают переходов между интерферирующими подуровнями, воздействуя только на относительную фазу состояний. Это проявляется в независимости ширины возникающих резонансов от мощности переменных полей.

Кроме параметрического резонанса, известны фазовый [16] и релаксационный [17, 18] резонансы биений. В спектроскопической практике применялся только амплитудный резонанс. Параметрический резонанс нашел применение в технике измерения малых магнитных полей [19, 20].

Все виды биений в дальнейшем удалось наблюдать в поглощении при интерференции подуровней основного состояния атомов. Упорядочить разность фаз подуровней основного состояния удается с помощью техники оптической ориентации атомов [21].

**Биения при лазерном возбуждении.** Биения вторично привлекли к себе внимание в связи с появлением перестраиваемых лазеров. Для наблюдения свободных биений чаще всего применяются лазеры на красителе с накачкой от импульсного азотного лазера. Таким образом легко формируются в стробоскопическом режиме мощные импульсы с длительностью порядка 2-3 нс. Впервые лазерное возбуждение биений было продемонстрировано в [22], где наблюдались биения в магнитной структуре состояния  $6s6p^3P_1$  иттербия. В работе [23] лазерным импульсом возбуждались биения в сверхтонкой структуре состояния  $7^2P_{3/2}$  цезия. Возбуждение велось последовательно с двух сверхтонких уровней основного состояния  $6^2S_{1/2}$ . Биения в люминесценции обнаружили спектр из шести частот, соответствующих интерференции сверхтонких подуровней возбужденного состояния: от 66,5 до 149,4 МГц (рис. 2).

С использованием двухступенчатого импульсного возбуждения лазером на красителе в работах [24, 25] наблюдались биения, вызванные интерференцией компонент тонкой структуры серии  $n^2D_{3/2, 5/2}$  натрия для  $n$  от 9 до 16. Биения наблюдались в спонтанном излучении на уровне  $3P$ . На рис. 3, а показан вид возникающих сигналов биений, снятых методом накопления за большое число импульсов возбуждения. На рис. 3, б изображены спектры Фурье некоторых из этих сигналов, позволяющих точно определить частоты биений. В этих экспериментах временное разрешение ограничивалось быстродействием ФЭУ и соответствовало граничной частоте 150 МГц. Потенциально много большее разрешение

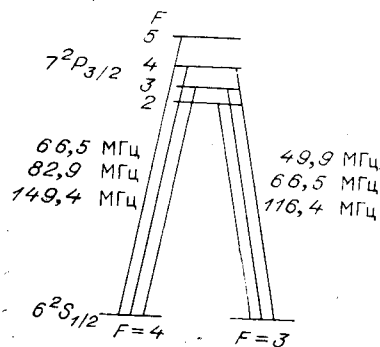


Рис. 2. Схема уровней цезия на переходе  $7^2P_{3/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$ . Указаны частоты биений при переходах на два сверхтонких подуровня основного состояния.

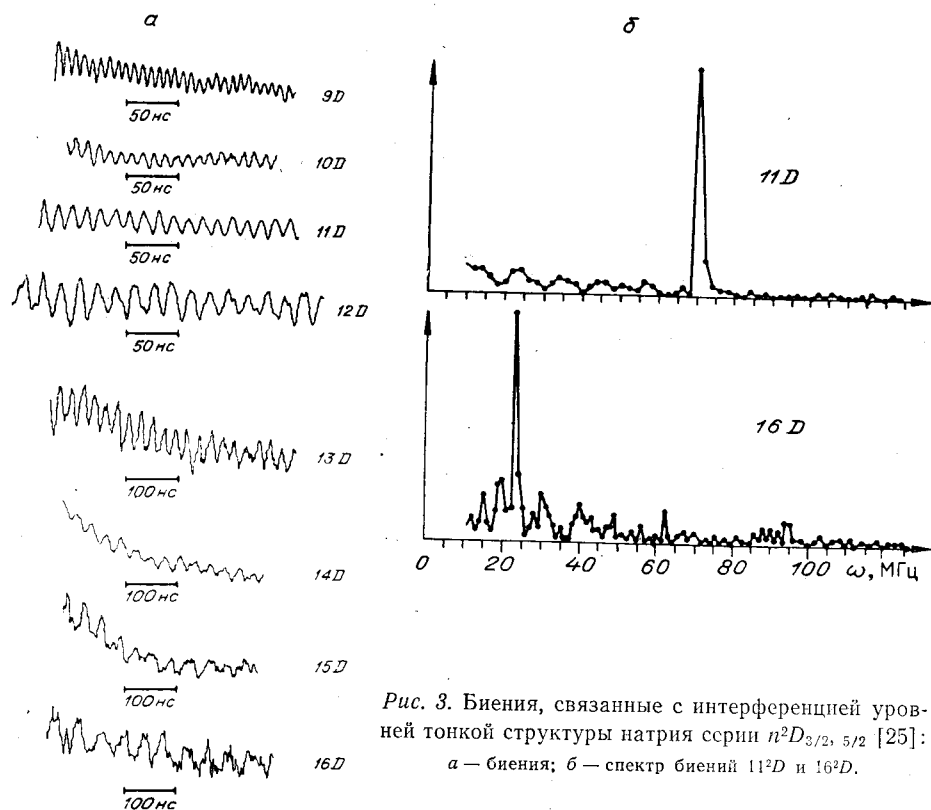


Рис. 3. Биения, связанные с интерференцией уровней тонкой структуры натрия серии  $n^2D_{3/2, 5/2}$  [25]: а — биения; б — спектр биений  $11^2D$  и  $16^2D$ .

обеспечивала техника регистрации биений в поглощении, примененная в работе [26], где наблюдалась интерференция подуровней СТС состояния  $3P_{1/2}$  натрия. Суперпозиция СТС уровней создавалась возбуждающим лазерным импульсом, а биения регистрировались за счет второго импульса, регулярным образом сдвигавшегося во времени по отношению к первому с помощью варьируемой линии задержки. Второй импульс возбуждал атомы из состояния  $3P_{1/2}$  в состояние  $20^2S_{1/2}$ , заселение которого регистрировалось по ионизации атомов во внешнем электрическом поле. Вероятность возбуждения атомов вторым импульсом испытывала биения с частотой сверхтонкого расщепления 192 МГц, что и обнаруживалось при постепенном увеличении временного интервала между импульсами. Временное разрешение этой техники определяется только длительностью лазерных импульсов и не зависит от быстроты действия регистрирующей аппаратуры.

Квантовые биения в сигналах светового эха и нутаций при лазерном возбуждении молекул наблюдались в [27]. Эти биения уже нельзя назвать свободными, поскольку в этом случае имеется взаимодействие отдельных излучателей через когерентное поле, как и в работе [28], где биения наблюдались в парах цезия в сверхлюминесценции. Однако достоинством наблюдения биений в когерентных процессах излучения является высокая интенсивность испускания, что методически существенно в области больших длин волн.

Лазерную модификацию претерпели и эксперименты по спектроскопии биений в быстрых пучках атомов и ионов [29—31]. В этих экспериментах возбуждение быстрого пучка осуществлялось не за счет переразрядки, а лазерным излучением. Высокая скорость пучка позволяет в достаточно широких пределах производить перестройку эффективной частоты лазера за счет изменения угла встречи пучка частиц

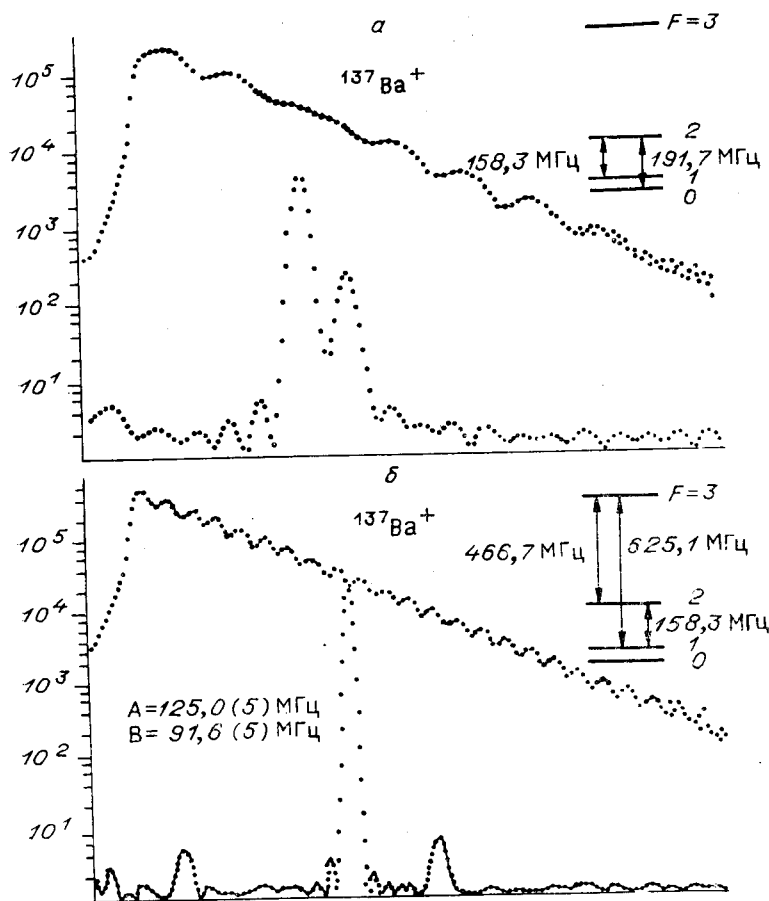


Рис. 4. Биения в излучении иона  $Ba^+$  на переходе 455,4 нм при возбуждении:  
 а — с верхнего сверхтонкого подуровня  $F=2$  состояния  $6s^2S_{1/2}$ ; б — с нижнего подуровня  $F=1$ . (Масштабы по оси абсцисс различны для верхнего и нижнего рисунков [29].)

и светового луча. Анализ биений производится, как и в «beam — foil» технике, по свечению пучка в функции расстояния от точки возбуждения до места регистрации. На рис. 4 представлена картина биений и Фурье-спектры, заимствованные из работы [29] и относящиеся к лазерному возбуждению пучка ионов бария на переходе  $6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ .

Применение лазеров расширило возможности применения амплитудного резонанса биений, облегчив основную методическую трудность метода — необходимость высокочастотной модуляции возбуждения. Узкие пучки лазеров легко модулируются с помощью электрооптических и электроакустических затворов, а также с помощью специфических лазерных методов. Примером «классического» применения резонанса биений в сочетании с лазерным возбуждением может служить работа [32] по определению  $g$ -факторов термов молекулярного селена.

Наиболее естественным способом реализации высокочастотной модуляции лазерного излучения является использование межмодовых биений. Впервые резонанс биений с помощью лазера с синхронизированными продольными модами наблюдался на переходе  $3s_2 - 2p_4$  неона в работе [33].

Использование лазеров позволяет осуществить важную модификацию метода амплитудного резонанса, названную методом пересечения мод [34, 35]. Его отличие от резонанса биений состоит только в том,

что регистрируется не модуляция спонтанного излучения, а суммарное поглощение возбуждающей линии. Учет нелинейности взаимодействия интенсивного лазерного излучения со средой показывает, что при совпадении межмодового интервала с частотой искомого расщепления уровней меняется суммарное поглощение среды. Метод пересечения уровней является одним из вариантов сочетаний лазерной спектроскопии с методами интерференции состояний, известных под названием методов двухчастотной лазерной спектроскопии [36].

**Квантовые биения и лазерная спектроскопия.** Как известно, методы нелинейной лазерной спектроскопии [36] позволяют проводить исследование спектров без ограничений, связанных с доплеровским уширением. Эти методы допускают абсолютные измерения частот и ширин переходов в оптическом диапазоне и в этом отношении являются уникальными. Однако часто методы лазерной спектроскопии применяются для измерения ширины и структуры энергетических состояний. Такие измерения в ряде случаев с большим успехом могут выполняться методами биений, обладающими рядом принципиальных и методических преимуществ.

1. Методы лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения принципиально нелинейны, что требует анализа меры возмущения исследуемых состояний. Методы интерференции состояний в своей основе линейны. Особо ценны в этом отношении свободные биения, отражающие свойства невозмущенной системы, сколь бы мощным ни было возбуждение.

Нелинейность методов лазерной спектроскопии, помимо осложнений, связанных с расшифровкой результатов, может быть причиной ошибок при анализе слабого перехода вблизи сильного. Такая ситуация рассмотрена в работе [27], где с помощью биений определена частота расщепления состояния молекулы  $\text{NH}_2\text{D}$ , не проявляющегося методом насыщенного поглощения. Это объясняется большим различием матричных элементов перехода  $d_{13}$  и  $d_{23}$  из компонент  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  искомого состояния в нижнее состояние  $|3\rangle$ . Отношение параметров насыщения двух переходов пропорционально  $|d_{13}/d_{23}|^4$ , что и не дает возможности анализа слабого перехода в непосредственной близости сильного (в работе [27] это отношение равно 500 при расстоянии между состояниями 2,4 МГц). В то же время сигнал биений пропорционален произведению  $d_{13}d_{23}$ , так что сильный переход «помогает» обнаружению слабого.

2. Методы биений позволяют непосредственно измерять структуру состояния, в то время как методы лазерной спектроскопии дают структуру перехода\*, из которой структура состояния может быть извлечена лишь при наличии информации о другом состоянии, входящем в переход. То же относится к ширине состояний.

3. Спектральное разрешение методов лазерной спектроскопии ограничивается шириной линии лазера, а если она достаточно мала, то пролетными эффектами. Практически ширина спектра лазеров на красителях, составляющих основу лазерной спектроскопии, с трудом может быть сделана менее 1 МГц. Разрешение методов биений в принципе не ограничено, поскольку речь идет о точности измерений частот радиодиапазона. Практически точность определяется соотношением уровней сигнала и шума и может быть очень велика. Так, в экспериментах по интерференции подуровней основного состояния [19] достигнута точность порядка  $10^{-3}$  Гц.

4. Лазерные модификации биений предъявляют намного более скромные требования к параметрам лазерного излучения, чем методы

\* Структура и ширина состояния может быть определена методами двухчастотной лазерной спектроскопии, являющейся сочетанием лазерной спектроскопии с методами интерференции состояний.



лазерной спектроскопии. Для реализации разрешения на уровне естественных ширин линии последние требуют, чтобы ширина линии лазера была, по крайней мере, того же порядка, чтобы частота была достаточно стабильна и могла аккуратно перестраиваться. Для осуществления биений единственным требованием такого рода является попадание в доплеровскую линию поглощения. Дополнительное требование — малая длительность импульса возбуждения — прекрасно сочетается с существующей техникой лазеров на красителях, возбуждаемых азотным лазером. Различие требований к лазерной технике демонстрирует сопоставление работ [24, 25] и [37], в которых решение одной задачи (измерение тонкого расщепления уровней натрия) осуществлялось двумя методами — биений и двухфотонной спектроскопии. Методы биений обеспечили в этих исследованиях на порядок большую точность измерений.

Снижение требований к лазерам в методах биений покупается ценой усложнения техники регистрации: приемники излучения, как правило, должны быть достаточно быстродействующими, как и последующее электронное оборудование, типичным является применение техники дискретного накопления сигналов. Таким образом, указанные преимущества методов биений удается реализовать при исследовании структур, относящихся к не слишком высоким частотам. Технически наиболее обеспечен диапазон  $0-10^8$  Гц, хотя в отдельных случаях удавалось регистрировать биения на частотах до  $10^{10}$  Гц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Александров Е. Б. Оптические проявления интерференции невырожденных атомных состояний.— «УФН», 1972, т. 107, с. 595; **Haroche S.** Quantum beats and time resolved fluorescence spectroscopy.— In: High Resolution Laser Spectroscopy, ed. by Shimoda K. N. Y., Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1976, p. 254.
2. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 8. М., «Мир», 1966, с. 12.
3. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л., изд. ЛГУ, 1975.
4. **Senitzky I. R.** Quantum beats and quantum mechanics.— "Phys. Rev. Lett.", 1975, vol. 35, p. 1755.
5. Александров Е. Б. Биения в люминесценции при импульсном возбуждении когерентных состояний.— «Опт. и спектр.», 1964, т. 17, с. 957.
6. **Dodd J. N., Kaul R. D., Warrington D. M.** The modulation of resonance fluorescence excited by pulsed light.— "Proc. Phys. Soc.", 1964, vol. 84, p. 176.
7. Александров Е. Б. Когерентное возбуждение состояний электронным ударом.— «Опт. и спектр.», 1964, т. 16, с. 377.
8. **Nedelec O., Deschizeaux M., Pebay-Peyroula J. C.** Observation d'une précession cohérente lors de l'excitation de niveaux atomiques par bombardement d'électrons pulvés.— "C. R. Acad. Sci.", 1963, t. 257, p. 3130.
9. **Hadeischi T., Nierenberg W.** Direct observation of quantum beats due to coherent excitation of nondegenerated excited states by pulsed electron impact.— "Phys. Rev. Lett.", 1965, vol. 14, p. 891.
10. Багаев С. А., Смирнов В. Б., Чайка М. П. Возможность определения множителя Ланде по свободным биениям в излучении.— «Опт. и спектр.», 1976, т. 41, с. 166.
11. **Andrä H. J.** Zero-field quantum beats subsequent to beam-foil excitation.— "Phys. Rev. Lett.", 1970, vol. 25, p. 325; **Gaupp A., André H. J., Macek J.** Measurement of S-P coherence in beam-foil excited  $n=2$  state of atomic Hydrogen.— "Phys. Rev. Lett.", 1974, vol. 32, p. 268; **Bucckel W. S.** Modulation spectroscopy using the beam-foil light source.— "Surface science", 1973, vol. 37, p. 971.
12. Александров Е. Б. Квантовые биения резонансной люминесценции при возбуждении модулированным светом.— «Опт. и спектр.», 1963, т. 14, с. 436.
13. **Corney A., Series G. W.** Double resonance excited by modulated light.— "Pros. Phys. Soc.", 1964, vol. 83, p. 213.
14. **Series G. W.** Radio-frequency spectroscopy of excited atoms.— "Rept. Progres. Phys.", 1969, vol. 22, p. 280.
15. Александров Е. Б., Константинов О. В., Перель В. И., Ходовой В. А. Модуляция рассеянного света с помощью параметрического резонанса.— «ЖЭТФ», 1963, т. 45, с. 503.
16. Александров Е. Б. Биения в люминесценции, связанные с фазовой модуляцией возбужденного состояния.— «Опт. и спектр.», 1965, т. 19, с. 452; Александров Е. Б.,

- Соколов А. П. Способ осуществления ядерного резонанса биеений.— «Опт. и спектр.», 1971, т. 31, с. 329.
17. Окуневич А. И. Параметрический релаксационный резонанс оптически ориентированных атомов в поперечном магнитном поле.— «ЖЭТФ», 1974, т. 66, с. 1578.
  18. Новиков Л. Н., Малышев Л. Г. Параметрический резонанс, индуцированный оптически.— «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 20, с. 177.
  19. Dupont-Roc J., Haroche S., Cohen-Tannoudji C. Detection of very weak magnetic fields ( $10^{-9}$  gauss) by  $^{87}\text{Rd}$  zero-field level crossing resonances.— "Phys. Lett.", 1969, vol. 28 A, p. 638.
  20. Slocum E. R., Marton B. I. Measurement of geomagnetic field using parametrical resonance in optically pumped  $\text{He}^4$ .— "IEEE Trans. Magn.", 1973, vol. 9, p. 221; Slocum R. E., McGregor D. D. Measurement of weak magnetic fields using zero-field parametric resonance in optically pumped  $\text{He}^4$ .— "IEEE Trans. Magn.", 1974, vol. 10, p. 532.
  21. Happer W. Optical pumping.— "Rev. Mod. Phys.", 1972, vol. 44, p. 169.
  22. Gornik W., Kaiser D., Lange W., Luther J., Schulz H. H. Quantum beats induced by laser excitation.— "Opt. Commun.", 1972, vol. 6, p. 327.
  23. Haroche S., Paisner J. A., Schawlow A. L. Hyperfine quantum beats observed in Cs under pulsed dye laser excitation.— "Phys. Rev. Lett.", 1973, vol. 30, p. 948.
  24. Haroche S., Gross M., Silverman M. P. Observation of fine-structure quantum beats following stepwise excitation in sodium D-states.— "Phys. Rev. Lett.", 1974, vol. 33, p. 1063.
  25. Fabre C., Gross M., Haroche S. Determination by quantum beat spectroscopy of fine-structure intervals in a series of highly excited sodium D-states.— "Opt. Commun.", 1975, vol. 13, p. 393.
  26. Ducas T. W., Littman M. G., Zimmerman M. L. Observations of oscillation in resonance absorption from a coherent superposition of atomic states.— "Phys. Rev. Lett.", 1975, vol. 35, p. 1752.
  27. Hopf F. A., Shoemaker R. L. Observation of quantum beats in photon echoes and optical nutation.— "Phys. Rev. Lett.", 1974, vol. 33, p. 1527.
  28. Vrehen Q. H. F., Hikoors H. M. J., Gibbs H. M. Quantum beats in superfluorescence in atomic Cs.— "Phys. Rev. Lett.", 1977, vol. 38, p. 764.
  29. Andrä H. J. Quantum beats and laser excitation in fast-beam spectroscopy. Atomic Physics 4.— In: Proc. 4<sup>th</sup> Intern. Conf. Atom. Phys. N. Y.—L., Plenum Press, 1974, p. 635.
  30. Gailard M., Plohn H. J., Andrä H. J., Kaiser D., Schulz H. H. On the possibility of pulsed laser excitation of fast atomic beams.— "Beam-Foil Spectroscopy". N. Y.—L., 1976, vol. 2, p. 853.
  31. Andrä H. J., Gaupp A., Wittman W. New method for precision lifetime measurement by laser excitation of fast-moving atoms.— "Phys. Rev. Lett.", 1973, vol. 31, p. 501.
  32. Guedard G., Lehmann J. C. Effect Hanle et résonances en lumière modulée sur le niveau  $\text{B}1_u, v'=0, J'=105$  de la molécule  $(^{80}\text{Se})_2$  excitée par la raie 4727 Å d'une laser à argon ionise.— "C. R. Acad. Sci.", 1975, t. 280, p. B-471.
  33. Иванов Э. И., Чайка М. П. Наблюдение интерференционных биеений в спонтанном излучения гелий-неонового лазера.— «Опт. и спектр.», 1967, т. 29, с. 124.
  34. Schlossberg H. R., Javan A. Saturation behavior of a Doppler-broadened transition involving levels with closely spaced structure.— "Phys. Rev.", 1966, vol. 150, p. 267; Hyperfine structure and paramagnetic properties of excited states of xenon studied with a gas laser.— "Phys. Rev. Lett.", 1966, vol. 17, p. 1242.
  35. Brever R. G. Precision determination of  $\text{CH}_3\text{F}$  dipole moment by nonlinear infrared spectroscopy.— "Phys. Rev. Lett.", 1970, vol. 25, p. 1639.
  36. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М., «Наука», 1975.
  37. Biraben F., Cognac B., Grinberg G. Paschen-Back effect on the 3S — 4D two-photon transition in sodium vapor.— "Phys. Lett.", vol. 48A, p. 469.

Поступила в редакцию 12 декабря 1977 г.