

# К ЗАКОНУ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ФОТОНА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ИСПУСКАНИИ. ЭКСПЕРИМЕНТ II

*П. Л. Чаповский* <sup>a,b,c\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>b</sup> *Институт лазерной физики  
Сибирского отделения Российской академии наук 630090, Новосибирск, Россия*

<sup>c</sup> *Международный томографический центр  
Сибирского отделения Российской академии наук 630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 4 апреля 2025 г.,  
после переработки 12 мая 2025 г.  
Принята к публикации 12 мая 2025 г.

Квантовая электродинамика предсказывает идентичность падающих и излучаемых фотонов при стимулированном испускании. Этот фундаментальный закон важно проверить экспериментально. В настоящей работе исследовано стимулированное испускание света в GaAs полупроводниковом усилителе и обнаружен положительный сдвиг частоты усиленного излучения. В относительной мере сдвиг частоты оказался равным  $\Delta\nu/\nu = (+1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-18}$ . Этот результат указывает на возможное нарушение закона сохранения энергии фотона при стимулированном испускании. Значение обнаруженного сдвига частоты для стимулированного испускания станет понятно после подробного изучения эффектов, сопутствующих процессу усиления.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции  
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2024), Новосибирск, декабрь 2024 г.*

DOI: 10.31857/S0044451025070065

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Основы квантовой теории взаимодействия излучения с веществом были созданы Эйнштейном в 1916 г. [1, 2]. В его модели квантованное электромагнитное поле индуцирует в молекулах процессы трех типов: поглощение, спонтанное испускание и вынужденное испускание. Поглощение — наиболее простой для понимания процесс. Он также имеет наглядный классический аналог.

Спонтанное испускание является квантовым процессом. В его классическом аналоге возбужденный осциллятор испускает «сферическую» волну. В теории Эйнштейна молекула испускает фотон в определенном направлении. «Сферическая» симметрия испускаемых фотонов проявляется только в среднем. В современных терминах спонтанное

испускание Эйнштейна описывает взаимодействие молекулы с квантованным вакуумом.

Третий процесс — вынужденное испускание фотонов. Это наиболее сложный процесс, не имеющий классического аналога. Его ближайший классический аналог описывает испускание излучения осциллятором, возбуждаемым светом. В классической теории для возбуждения осциллятора нужно затратить энергию излучения. В квантовой теории затраты энергии нет. Основное внимание в работах [1, 2] было уделено модификации состояния молекул излучением и выводу распределения Планка для спектральной плотности излучения. Можно также заключить, что в этих работах сделан вывод о том, что вынужденно испущенный фотон идентичен падающему фотону [3].

Этот вывод обоснован в квантовой электродинамике, разработанной Дираком [4]. Квантовая электродинамика описывает стимулированное испускание как излучение фотона в том же состоянии, в

\* E-mail: chapovsky@iae.nsk.su

котором находится падающий фотон. Вероятность испускания фотона в моду  $|x\rangle_{ph}$  пропорциональна такой величине [4]

$$W \sim (n_x + 1) |\langle n | \hat{V} | m \rangle|^2. \quad (1)$$

Здесь,  $n_x$  — начальное число фотонов в моде  $|x\rangle_{ph}$ ,  $|m\rangle$  и  $|n\rangle$  — начальное и конечное состояния атома, соответственно,  $\hat{V}$  — оператор взаимодействия атома с излучением. Таким образом, согласно уравнению (1) при стимулированном испускании изменения состояния фотона не происходит.

Существуют аргументы в пользу того, что два фотона при стимулированном испускании могут быть не полностью идентичны. Отметим прежде всего, что законы спонтанного испускания позволяют сделать вывод о том, что отличие состояния испускаемого фотона от состояния падающего фотона не противоречит законам сохранения энергии и импульса. Эйнштейн основывал свою теорию на условии, что взаимодействие света с молекулами сохраняет распределение Больцмана для населенностей молекулярных уровней и распределение Максвелла для импульсов молекул. Отметим, что распределения Больцмана и Максвелла являются классическими характеристиками. Квантовая механика модифицирует эти распределения, как это происходит, например, в случае конденсации Бозе-Эйнштейна.

Квантовая электродинамика утверждает, что идеальное клонирование квантовой системы невозможно [5]. Это ограничение основано на линейности квантовой механики. Нелинейность взаимодействия света и материи может вызвать различие между состояниями падающих и испускаемых фотонов. Современные работы по квантовой информатике исследуют, в какой степени клонирование фотонов с помощью стимулированного испускания может быть идеальным [6]. В этой работе мы исследуем проблему равенства энергий индуцирующего и испущенного фотонов при стимулированном испускании. Предварительные результаты этого исследования представлены в работе [7].

Имеется несколько возможных способов проведения такого эксперимента. Вынужденное испускание играет ключевую роль в работе лазеров. Отметим буквальное значение аббревиатуры «лазер»: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation. Сложности здесь возникают из-за лазерного резонатора и из-за нелинейности взаимодействия света с веществом. Было бы интересно рассмотреть в этом контексте лазеры, основанные на

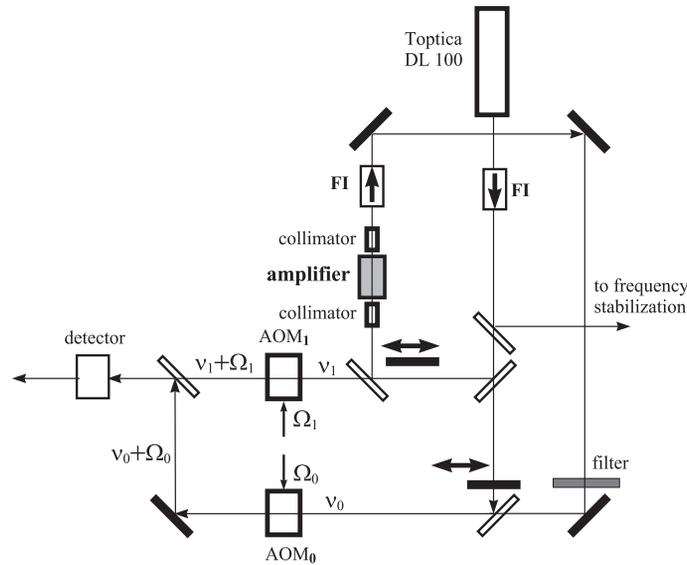
суперлюминесценции, а именно лазеры без резонаторов. Альтернативный подход может быть основан на усилении одиночных фотонов. В таком подходе имеются экспериментальные трудности, связанные с низкой интенсивностью излучения в однофотонных состояниях.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Свойства стимулированного испускания изучались в этой работе с помощью полупроводникового усилителя на GaAs. Ленточный усилитель (Eagleyard Photonics, Германия) был установлен в одном плече интерферометра Маха–Цендера (рис. 1). В другом плече интерферометра распространялся неусиленный лазерный луч. Для повышения частотной чувствительности оптических биений на выходе интерферометра, в двух плечах интерферометра были установлены акустооптические модуляторы (АОМ). Эти модуляторы питались ВЧ-сигналами с частотами около 76 МГц, но с небольшим сдвигом частот между ними. Упрощенная (принципиальная) схема экспериментальной установки представлена в работе [7].

Установка на рис. 1 позволяла эффективно подавить спонтанное излучение усилителя на выходе интерферометра. Интерферометр Маха–Цендера особенно удобен для изучения оптических биений, которые непосредственно связаны с разницей энергий между падающими и усиленными фотонами. Постановка эксперимента исключала из результатов измерений стационарный фазовый сдвиг и амплитудный дисбаланс между плечами интерферометра. Установка содержала фокусирующую и коллимирующую оптику для ленточного усилителя и два изолятора Фарадея, которые предотвращали случайные отражения света в лазер и в усилитель. Из-за наличия этих элементов в установке, было невозможно не нарушая настройки интерферометра удалить из него усилитель, чтобы измерить биения между двумя неусиленными лучами. Биения неусиленных лучей измерялись модифицированным интерферометром Маха–Цендера. Этот интерферометр создавался из основного интерферометра с помощью двух оптических заслонок, показанных на рис. 1. Мы принимали особые меры для снижения технических шумов, вызванных вибрацией оптического стола и потоками воздуха.

Обозначим частоты света в двух плечах интерферометра как  $\nu_0$  и  $\nu_1$  (рис. 1). АОМ<sub>0</sub> и АОМ<sub>1</sub> сдвиги



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. АОМ — акустооптический модулятор; FI — изолятор Фарадея; DL100 — лазер; жирные горизонтальные линии — оптические заслонки. На рисунке указаны частоты оптических лучей и ВЧ-сигналов

гают частоты оптических лучей на  $\Omega_0$  и  $\Omega_1$ , соответственно. Следовательно, частота оптических биений на выходе интерферометра равна

$$\delta'_{opt} = \nu_0 + \Omega_0 - (\nu_1 + \Omega_1) = \nu_0 - \nu_1 - (\Omega_1 - \Omega_0).$$

Целью эксперимента является измерение сдвига частоты усиленного светового пучка  $\Delta\nu = \nu_0 - \nu_1$ . Наш экспериментальный метод позволял измерять только абсолютные значения частот  $\delta_{RF} = |\Omega_1 - \Omega_0|$  и  $\delta_{opt} = |\delta'_{opt}|$ . В наших экспериментальных условиях  $\delta_{RF} \gg |\nu_0 - \nu_1|$ . В этом пределе сдвиг оптической частоты  $\Delta\nu$  определяется выражением

$$\Delta\nu = \eta(\Omega_1 - \Omega_0)(\delta_{RF} - \delta_{opt}). \quad (2)$$

Здесь функция  $\eta(x) = 1$  при  $x > 0$  и  $\eta(x) = -1$  при  $x < 0$ . Точность измерений  $\delta_{opt}$  определялась имеющимся в нашем распоряжении оборудованием. Наиболее высокая точность достигалась при минимальной доступной нам разности частот ВЧ-сигналов,  $\delta_{RF} \simeq 0.11$  Гц.

В качестве источника света использовался непрерывный полупроводниковый лазер: модель DL100, Toptica Photonics (Германия). Длина волны излучения лазера составляла 780 нм, мощность излучения 50 мВт и ширина линии излучения 0.5 МГц. Частота излучения лазера стабилизировалась на центр сверхтонкого перехода  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  линии D<sub>2</sub> изотопа рубидия <sup>85</sup>Rb с помощью метода DAVLL [8].

Точность стабилизации частоты излучения составляла 1 МГц. Центральная длина волны ленточного усилителя равнялась 780 нм, ширина усиления (FWHM) 20 нм. Максимальная выходная мощность усилителя составляла 0.5 Вт.

Мы использовали технологию прямого цифрового синтезирования (Direct Digital Synthesis, DDS) для генерирования ВЧ-сигналов. Для этой цели использовалось электронное устройство AD9959 и программное обеспечение фирмы Analog Devices (США). Это устройство генерировало четыре аналоговых ВЧ-сигнала, имеющих чрезвычайно высокую стабильность частоты относительно друг друга. Эта стабильность обусловлено тем, что DDS преобразует цифровые ВЧ-сигналы в аналоговые ВЧ-сигналы, используя общий опорный тактовый генератор (имеющий частоту 480 МГц в нашем эксперименте). Относительная стабильность генерированных ВЧ-сигналов определялась экспериментально с помощью измерения их биений. Биения записывались в 2500 точках с использованием цифрового запоминающего осциллографа TDS2024, который служил локальным стандартом частоты в нашей установке. Длительность записи составила 500 с для сдвига частоты двух АОМ, равного  $\delta_{RF} \simeq 0.11$  Гц. Пример ВЧ-биений представлен на рис. 2 (верхняя панель).

Для цифровой обработки сигналов биений использовалось специальное программное обеспечение

ние. Мы использовали функцию аппроксимации

$$y(t) = a \sin(2\pi\delta t + b) + c, \quad (3)$$

где  $t$  — время в секундах, а  $a$ ,  $\delta$ ,  $b$ ,  $c$  — параметры аппроксимации. Достигнутая статистическая ошибка измерения частоты ВЧ-биений составила 0.5 мкГц (указан 95% доверительный интервал здесь и далее в этой работе). Скорее всего, относительная стабильность двух ВЧ-сигналов была даже лучше, чем 0.5 мкГц. Измеренная статистическая ошибка была обусловлена ограниченным количеством записанных точек сигнала биений, длительностью времени записи и точностью детектирования сигнала биений. Для дальнейшего важно, что достигнутая точность измерения частот ВЧ-биений оказалась достаточно высокой для количественного анализа оптических биений (см. ниже). Пример оптических биений при  $\delta_{RF} \simeq 0.11$  Гц представлен на рис. 2 (нижняя панель). Оптические биения регистрировались и обрабатывались аналогично ВЧ-биениям. Каждая запись оптических биений сопровождалась одновременной записью ВЧ-биений для определения сдвига оптической частоты с помощью уравнения (2).

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Как было уже отмечено выше, максимальная точность измерения частоты оптических биений  $\delta_{opt}$  достигалась при наименьшей доступной нам разнице частот ВЧ-сигналов, генерируемых DDS,  $\delta_{RF} \simeq 0.11$  Гц. Фактическая величина этой частоты ВЧ-биений  $\delta_{RF}$  была тщательно измерена и оказалась равной

$$\delta_{RF} \equiv |\Omega_1 - \Omega_0| = 0.1117577 \text{ Гц} \pm 0.5 \text{ мкГц}. \quad (4)$$

Здесь указана статистическая ошибка измерений. Для измерения полной погрешности  $\delta_{RF}$ , которая объединяет статистическую и систематическую ошибки, измерения  $\delta_{RF}$  выполнялись в течение нескольких дней (27 записей ВЧ-биений). В результате, полная погрешность измерения  $\delta_{RF}$  оказалась равной  $\pm 1$  мкГц.

На рис. 3 представлены результаты измерений частоты ВЧ-биений при различных длительностях записи биений. Наибольшая точность измерения частоты биений,  $\pm 0.32$  мкГц, достигалась при наибольшей длительности записи, 500 с. Такой результат заранее очевиден с математической точки зрения. Однако в эксперименте это заранее не оче-

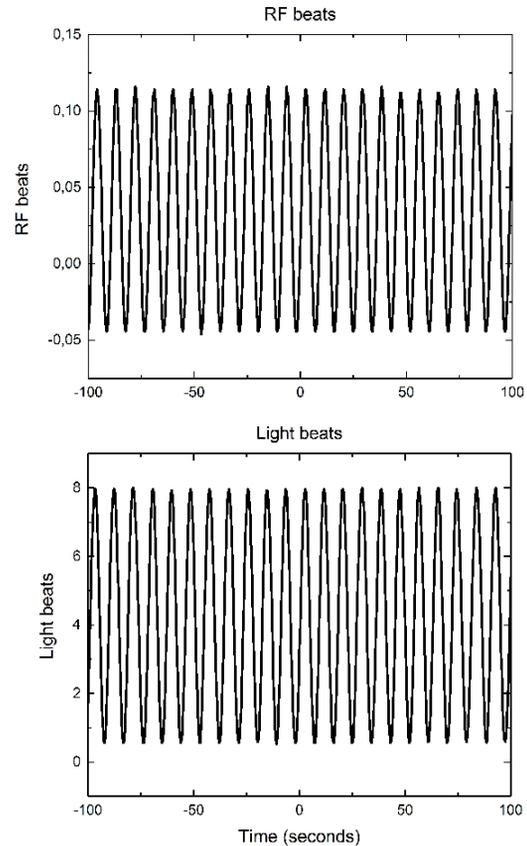


Рис. 2. ВЧ- и оптические биения. Фрагменты биений ВЧ-сигналов (верхняя панель) и оптических сигналов (нижняя панель) при разности частот ВЧ-сигналов  $\Omega_1 - \Omega_0 \simeq 0.11$  Гц

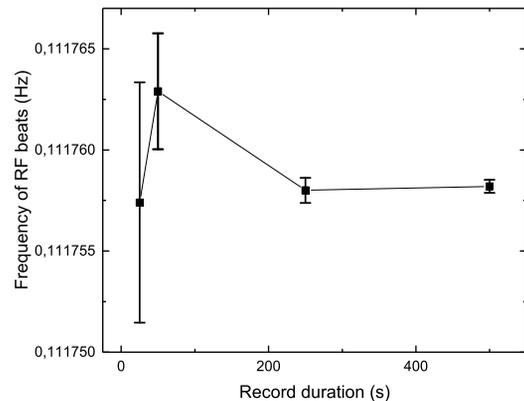
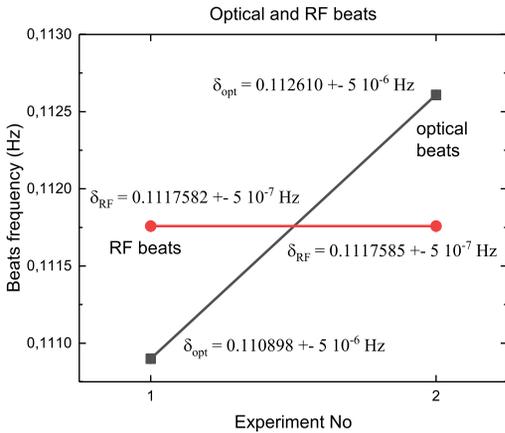


Рис. 3. Зависимость частоты ВЧ-биений от длительности их записи. Сплошная линия добавлена для удобства читателя

видно, так как при увеличении длительности записи биений возрастает и систематическая ошибка измерений.

**Таблица.** Влияние знака разности ВЧ-частот:  $\Omega_1 - \Omega_0$  на частоту оптических биений при  $\delta_{RF} \simeq 0.11$  Гц.  $\Omega_1$  и  $\Omega_0$  — частоты ВЧ-сигналов, подаваемых на АОМ<sub>1</sub> и АОМ<sub>0</sub> соответственно.  $\delta_{opt}$  — частота оптических биений.  $\Delta\nu$  — сдвиг частоты усиленного оптического луча относительно падающего оптического луча

Эксп. №	$\Omega_1 - \Omega_0$ , Гц	$\delta_{opt}$ , Гц	$\Delta\nu$ , Гц
1	$0.1117582 \pm 5 \cdot 10^{-7}$	$0.110898 \pm 5 \cdot 10^{-6}$	$8.60 \cdot 10^{-4} \pm 5 \cdot 10^{-6}$
2	$-0.1117585 \pm 5 \cdot 10^{-7}$	$0.112610 \pm 5 \cdot 10^{-6}$	$8.52 \cdot 10^{-4} \pm 5 \cdot 10^{-6}$

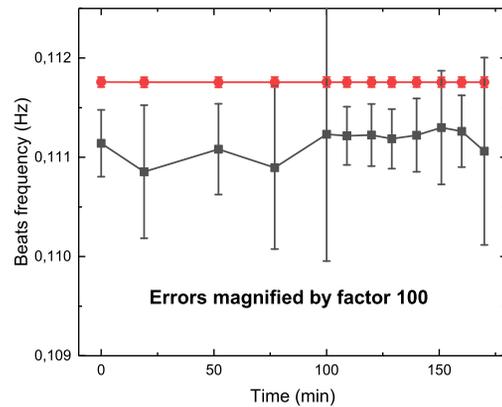


**Рис. 4.** Результаты двух экспериментов из Таблицы. Заполненные кружки относятся к ВЧ-биениям. Заполненные квадраты относятся к оптическим биениям. Сплошные линии добавлены для удобства читателя

Приведем теперь результаты измерений оптических биений, зарегистрированных при  $\delta_{RF} \simeq 0.11$  Гц. Измерения частоты биений двух неусиленных оптических лучей дали результат

$$\Delta\nu_{un} \equiv (\nu_0 - \nu_1)_{un} = (-56 \pm 73) \text{ мкГц}, \quad (5)$$

и, таким образом, не продемонстрировали наличие измеримого сдвига частоты. Здесь указана полная, статистическая плюс систематическая, ошибка. В противоположность этому, измерения биений усиленного и неусиленного лучей продемонстрировали наличие сдвига частоты. Сначала обсудим эксперимент, который тестировал влияние знака разности ВЧ-частот  $\Omega_1 - \Omega_0$  на результаты измерений сдвига частоты усиленного луча,  $\Delta\nu$ . Параметры двух экспериментов, отличающихся знаком разности ВЧ-частот  $\Omega_1 - \Omega_0$ , приведены в Таблице и на рис. 4. Здесь приведены статистические ошибки конкретных измерений. Видно, что мы получили очень близкие частотные сдвиги усиленного луча в этих двух экспериментах. Таким образом, как и должно



**Рис. 5.** Зависимость частот ВЧ-и оптических биений от времени. Все ошибки измерений увеличены в 100 раз для их наглядного представления на графике. Заполненные кружки относятся к ВЧ-биениям. Заполненные квадраты относятся к оптическим биениям. Сплошные линии добавлены для удобства читателя

следовать из сути этого эксперимента, измеренный частотный сдвиг усиленного луча  $\Delta\nu$  не зависел от знака разности ВЧ-частот,  $\Omega_1 - \Omega_0$ .

На рис. 5 представлена зависимость частот ВЧ-и оптических биений от времени при  $\delta_{RF} \simeq 0.11$  Гц. Приведены ошибки отдельных измерений. Эти ошибки увеличены в 100 раз, чтобы они могли быть наглядно представлены на графике.

Совокупность измерений при  $\delta_{RF} \simeq 0.11$  Гц (27 записей, сделанных в течение нескольких дней) дала разницу частот между усиленным и неусиленным лучами, равную

$$\Delta\nu \equiv \nu_0 - \nu_1 = (+640 \pm 80) \text{ мкГц}. \quad (6)$$

Таким образом, наши измерения показали, что оптическое усиление приводит к появлению положительного систематического сдвига частоты усиленного луча относительно частоты неусиленного оптического луча.

#### 4. ВЫВОДЫ

Зарегистрированы низкочастотные ( $\simeq 0.11$  Гц, оптические биения в интерферометре Маха – Цендера. Ввиду относительно большой спектральной ширины лазерного излучения ( $\simeq 0.5$  МГц), эти низкочастотные оптические биения можно интерпретировать как интерференцию фотона с самим собой.

Обнаружен систематический положительный сдвиг частоты усиленного оптического излучения относительно падающего оптического излучения в GaAs полупроводниковом усилителе, равный

$$\Delta\nu = (+640 \pm 80) \text{ мкГц}$$

и в относительных единицах

$$\Delta\nu/\nu = (+1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-18}. \quad (7)$$

Этот результат указывает на возможное нарушение закона сохранения энергии фотона при стимулированном испускании. Значение обнаруженного сдвига частоты для стимулированного испускания станет понятно после подробного изучения эффектов, сопутствующих процессу усиления.

**Благодарности.** Автор выражает благодарность участникам Всероссийской конференции по физике ультрахолодных атомов (Новосибирск, декабрь 2024 г.), где была представлена эта работа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Einstein, Verh. d. Deutsche Physik. Ges. **18**, 318 (1916).
2. A. Einstein, Mitt. Physikalisches Gesellschaft (Zürich) **18**, 47 (1916).
3. B. R. Masters, Optics and Photonics News **23**, 42 (2012).
4. P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics* (Oxford at the Clarendon Press, ADDRESS, 1958), 4th edition.
5. W. K. Wootters and W. H. Zurek, Nature **299**, 802 (1982).
6. A. Lamas-Linares, C. Simon, J. C. Howell, and D. Bouwmeester, Science **296**, 712 (2002).
7. P. L. Chapovsky, arXiv preprint, arXiv:2504.11802 (2025).
8. K. L. Corwin, Z. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, and C. E. Wieman, Applied Optics **37**, 3295 (1998).