

# НАБЛЮДЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕТАНЕ НА $\lambda = 3,39$ мкм В ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗНЕСЕННЫХ ПОЛЯХ

С.Н.Багаев, А.С.Дычков, В.П.Чеботаев

В работе исследовано взаимодействие пространственно разнесенных на расстояние  $L$  двух стоячих волн с разряженным газом. Впервые сообщается о наблюдении нового явления — непрерывного когерентного излучения, которое возникает на расстоянии  $2L$  от первого поля. Излучение связано с переносом поляризации движущимися частицами на большие расстояния. Интенсивность излучения имеет резкий максимум в центре линии с шириной обратно-пропорциональной времени пролета частицы между полями. Эксперименты были проведены в метане на  $\lambda = 3,39$  мкм ( $F_2^{(2)}$  линия).

1. Недавно в работах [1, 2] была показана принципиальная возможность получения резонансов при взаимодействии ансамбля атомов с далеко разнесенными оптическими полями. В этом году несколько групп независимо сообщили о первых наблюдениях резонансов поглощения в разнесенных оптических полях [3 — 6] для атомов с малым временем жизни. В работе [6] также было обращено внимание на возможность получения когерентного излучения в газе в пространственно разнесенных оптических полях. На рис. 1 представлена схема наблюдения этого явления. Газ низкого давления резонансно взаимодействует с двумя разнесенными на расстояние  $L$  стоячими волнами с частотой  $\omega$ . При низком давлении газа на расстоянии  $mL$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ) от второго пучка в центре линии возникает когерентное излучение. В настоящей работе сообщается о первом наблюдении этого явления, которое было выполнено на линии  $F_2^{(2)}$  метана ( $\lambda = 3,39$  мкм).

2. Схема эксперимента показана на рис. 2. Наблюдение когерентного излучения в разнесенных полях (КИРП) было осуществлено в метановой поглощающей ячейке с помощью лазерного спектрометра. Спект-

рометр состоял из стабилизированного по частоте  $\text{He} - \text{Ne}/\text{CH}_4$ -лазера с узкой линией излучения  $\approx 10$   $\mu\text{z}$ , перестраиваемого лазера 3 и вспомогательного лазера-гетеродина 2. Принцип работы спектрометра был детально описан в [7]. Излучение перестраиваемого лазера 3 с линией излучения шириной  $\approx 10$   $\mu\text{z}$  направлялось в поглощающую ячейку, где с помощью зеркал формировались две параллельные с точностью  $\sim 1'$  стоячие волны. Диаметр светового пучка составлял  $\approx 1$  см. Расстояние между пучками было равно 3,5 см. Длина поглощающей ячейки составляла 115 см. Давление метана в ячейке было равно  $\sim 10^{-4}$  тор. Регистрировалось когерентное излучение, возникающее на расстоянии 3,5 см от второго пучка в направлении ему параллельном.

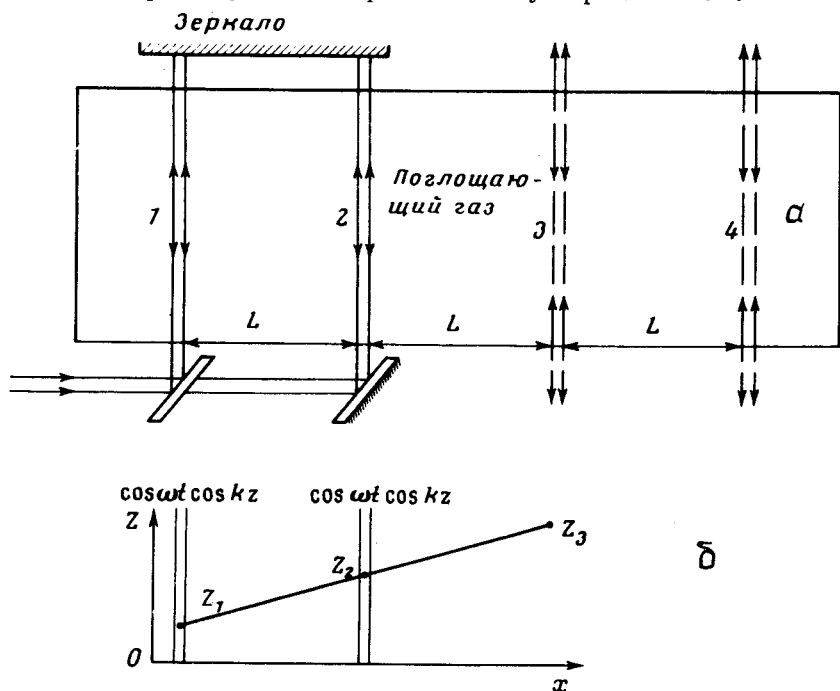


Рис. 1, а, б. Схема наблюдения когерентного излучения в пространственно разнесенных полях: 1, 2 – стоячие волны, 3, 4 – когерентное излучение

Оценка интенсивности КИРП показывает, что для метана в условиях нашего эксперимента интенсивность когерентного излучения составляет величину  $I \sim 10^{-15}$   $\text{вт}$ . Прямая регистрация столь слабого сигнала оказывается не возможной из-за отсутствия высокочувствительных фотоприемников. Поэтому нами осуществлялся когерентный гетеродинный прием с помощью лазера 2, частота излучения которого была отстроена от частоты перестраиваемого лазера на 1  $\text{Мгц}$ . Мощность излучения гетеродинного лазера составляла  $10^{-3}$   $\text{вт}$ . Запись сигнала биений между когерентным излучением и излучением лазера 2 после синхронного детектирования на частоте 1  $\text{Мгц}$  осуществлялась на двухкоординатном самописце в зависимости от изменения частоты перестраиваемого лазера 3. Достигнутая в эксперименте предельная чувствительность схемы регистрации составляла  $\sim 10^{-16}$   $\text{вт}$ .

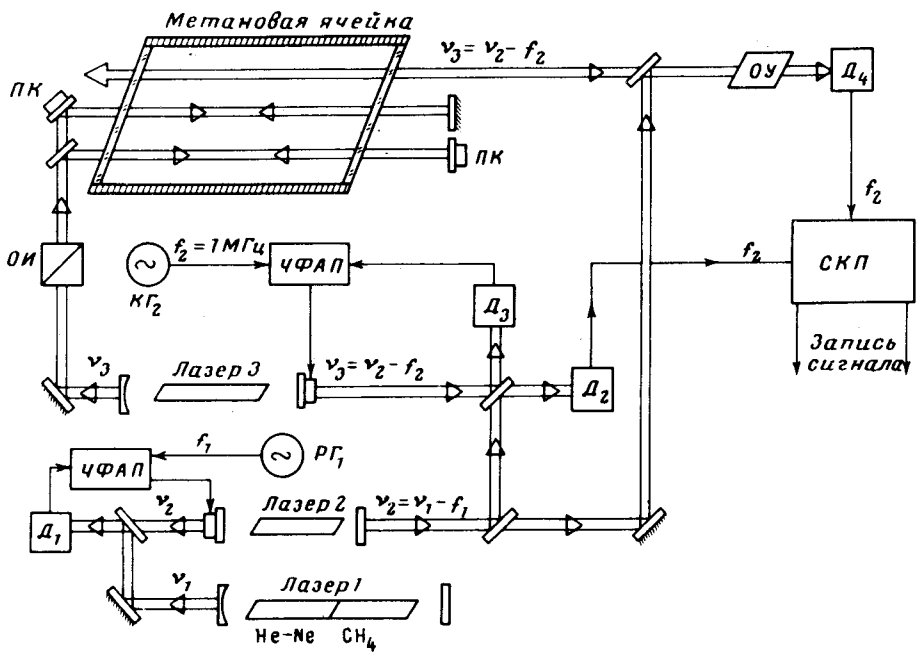


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: ЧФАП – система частотно-фазовой автоматической подстройки – частоты, РГ<sub>1</sub> – перестраиваемый радиогенератор, КГ<sub>2</sub> – кварцевый генератор, Д – фотодетектор, ОУ – оптический усилитель, ОИ – оптический изолятор, ПК – пьезокерамический элемент, СКП – система когерентного приема

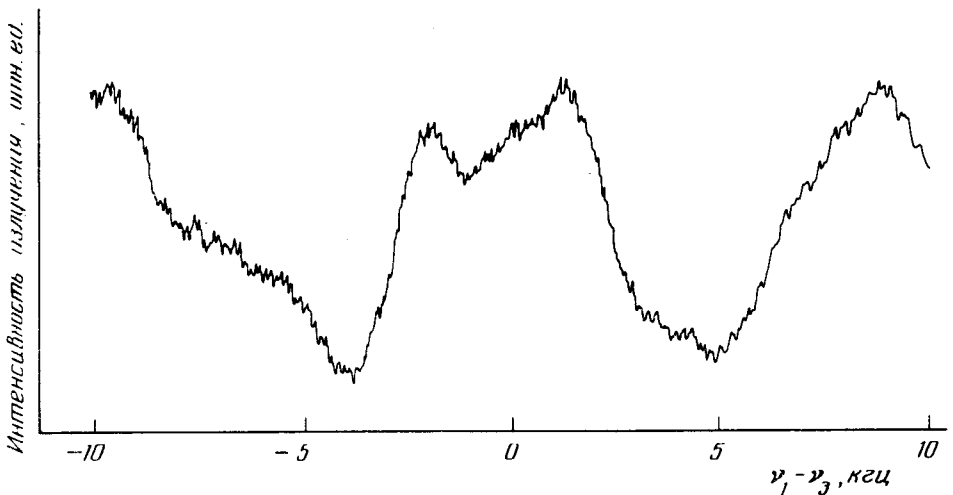


Рис. 3. Запись сигнала, когерентного излучения на линии  $F_2^{(2)}$  метана. Давление метана – 100 мктор, расстояние между световыми пучками – 3,5 см, диаметр пучка – 1 см

На рис. 3 представлена экспериментальная запись интенсивности когерентного излучения в метане при изменении частоты перестраиваемого лазера относительно лазера 1. Видны три основные компоненты магнитной сверхтонкой структуры (МСТС) линии  $F_2^{(2)}$  метана. Полуширина резонанса на отдельной компоненте МСТС составляла  $\Gamma \sim 2,5$  кГц.

Значительные трудности при регистрации слабого сигнала когерентного излучения в метане были обусловлены непостоянством фаз оптических сигналов на входе фотодетектора ( $D_4$ ). Это приводило к изменению амплитуды и фазы регистрируемого сигнала излучения и, следовательно, к искажению формы записываемых резонансов. Коррекция разности фаз оптических сигналов осуществлялась путем перестройки зеркал, укрепленных на пьезокерамических элементах, как видно на рис. 2<sup>1)</sup>.

3. В основе наблюдаемого явления КИРП лежит перенос поляризации среды на расстояние  $2L$  от первого пучка [1]. В соответствии с уравнением Максвелла поляризация порождает когерентное излучение. После взаимодействия с первым полем (см. рис. 1, б), атомы имеют дипольный момент на частоте поля и фазу, которая соответствует фазе поля в точке  $z_1$ . На больших расстояниях от пучка из-за разброса частиц по скоростям  $v_z$  пространственная гармоника поляризации разрушается. При взаимодействии атомов со вторым полем стоячей волны имеет место скачок фазы нелинейного по полю дипольного момента  $\phi = \pm 2kz_2 = \pm 2kv_z L/u$  ( $u$  — поперечная скорость атомов), обусловленный двухквантовым процессом поглощения и испускания фотонов из волн, бегущих в противоположных направлениях. Скачок фазы зависит от скорости  $v_z$  и обуславливает появление пространственной гармоники поляризации на расстоянии  $x = 2L$ .

Явление возникновения непрерывного когерентного излучения в разнесенных оптических полях обладает рядом важных и интересных свойств. Оно возникает на частоте поля. Интенсивность излучения пропорциональна квадрату числа возбужденных частиц и является резкой функцией расстройки частоты поля относительно центра перехода с шириной, обратно пропорциональной времени пролета частицы между полями, что связано с взаимодействием частиц со стоячими волнами. Если первое поле — бегущая волна<sup>2)</sup>, то КИРП имеет вид бегущей волны в противоположном направлении. Второе поле всегда должно быть стоячей волной для получения резонанса интенсивности. Поляризация переносится за время пролета частицы между пучками со скоростью  $10^4 \div 10^6$  см/сек, поэтому поляризация и когерентное излучение задержаны по отношению к вынуждающему излучению на время, равное времени пролета. Это уникальная когерентная линия задержки, реализованная в оптическом диапазоне. Заметим, что отдельные свойства КИРП проявляются в известных явлениях, таких как сверхызлучение, когерентное резонансное рассеяние, резонансы Рамзи, фотонное эхо.

1) Действие пространственно разнесенных полей эквивалентно действию двух импульсных полей, разделенных по времени на расстояние, равное времени пролета частицы между пучками. О первом наблюдении когерентного излучения в разнесенных во времени полях стоячей волны в  $SF_6$  газе на  $\lambda = 10,6$  мкм в центре спектральной линии недавно сообщалось в [8]

2) При  $x = 2L$  имеет место также когерентное излучение при любых расстройках частоты поля относительно частоты перехода, что обусловлено взаимодействием бегущих волн одного направления. Направление излучения совпадает с направлением распространения бегущих волн.

Указанные выше свойства КИРП делают его новым, важным и интересным явлением для различных приложений и исследований. Результаты экспериментального наблюдения когерентного излучения показывают реальность получения сверхузких резонансов излучения шириной  $\sim 10^2$   $\mu$ .

Авторы выражают свою благодарность Е.В.Бакланову, Б.Я.Дубецкому и Л.С.Василенко за полезные и плодотворные обсуждения, А.К.Дмитриеву и В.Г.Гольдорту за помощь в проведении эксперимента.

Институт физики полупроводников  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
12 сентября 1977 г.

### Литература

- [1] Ye. V. Baklanov, B. Ya. Dubetsky, V. P. Chebotayev. Appl. Phys., 9, 171, 1976.
- [2] Ye. V. Baklanov, B. Ya. Dubetsky, V. P. Chebotayev. Appl. Phys., 11, 201, 1976.
- [3] J. C. Bergquist, S. A. Lee, J. L. Hall. Phys. Rev. Lett., 38, 159, 1977.
- [4] M. M. Salour, C. Cohen-Tannoudji. Phys. Rev. Lett., 38, 757, 1977.
- [5] R. Teets, J. Eckstein, T. W. Hänsch. Phys. Rev. Lett., 38, 760, 1977.
- [6] В. П. Чеботаев. Доклад на V Всесоюзной Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, июнь, 1977.
- [7] С. Н. Багаев, Л. С. Василенко, В. Г. Гольдорт, А. К. Дмитриев, А. С. Дычков, В. П. Чеботаев. Письма в ЖТФ, 3, 202, 1977; S. N. Bagayev, L. S. Vasilenko, V. G. Goldort, A. K. Dmitriev, A. S. Dychkov, V. P. Chebotayev. Appl. Phys., 13, 291, 1977.
- [8] Л. С. Василенко, Н. М. Дюба, М. Н. Скворцов, В. П. Чеботаев. Доклад на V Всесоюзной Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, июнь, 1977 г.