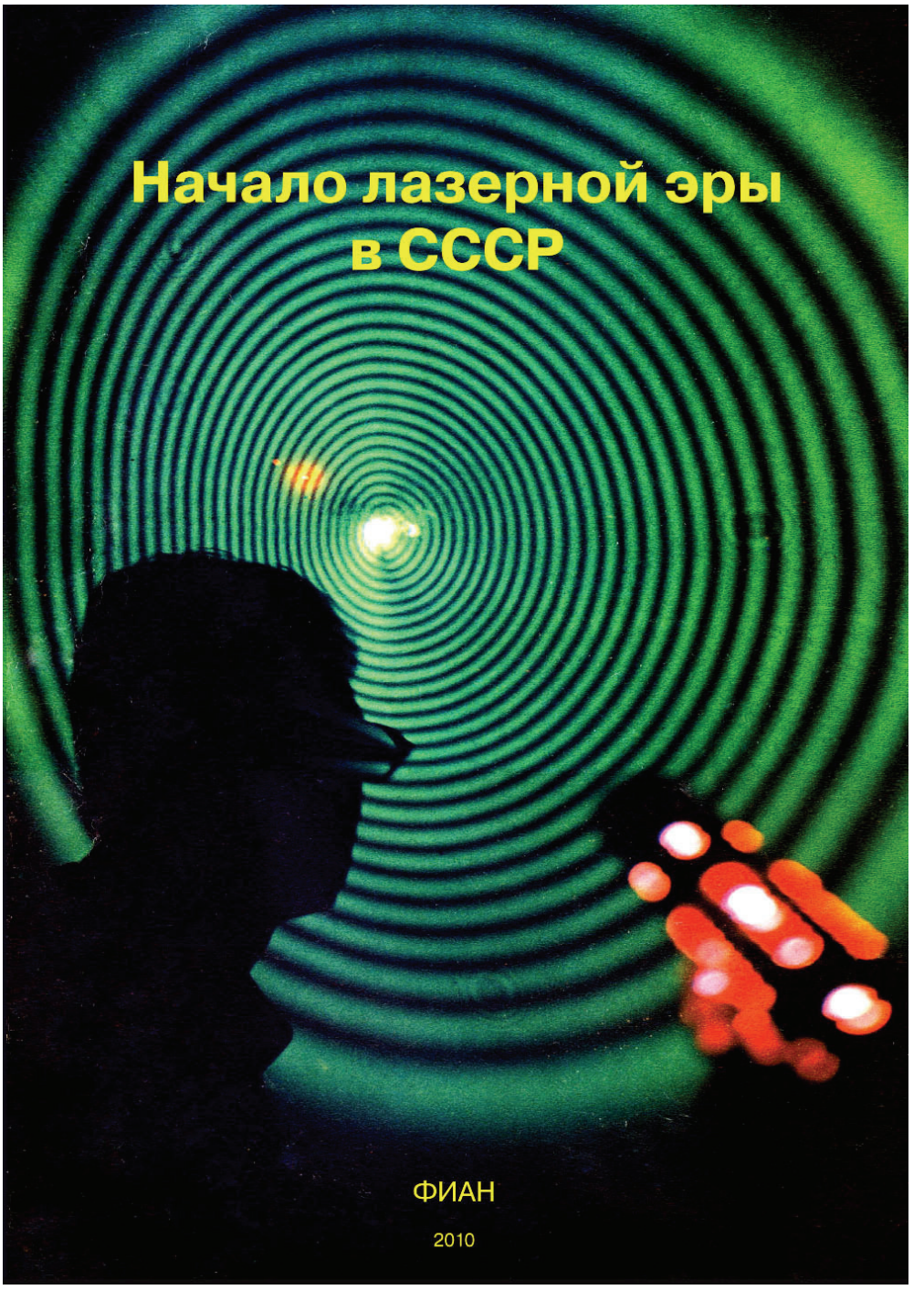
Начало лазерной эры в СССР



ФИАН

2010

Начало лазерной эры в СССР (сборник статей). Москва: ФИАН, 2010.
ISBN 978-5-902622-18-5

Составители: *С.Н. Багаев, К.Л. Водопьянов, Е.М. Дианов, О.Н. Крохин, А.А. Маненков, П.П. Пашинин, И.А. Щербаков*

Настоящий сборник является совместным проектом российских журналов «Квантовая электроника» и «Труды ИОФАН». В сборник вошли 25 ранних приоритетных работ советских ученых, выполненных до 1972 г. Отбор статей был осуществлен авторитетной комиссией ученых в области лазерной физики. Все представленные работы воспроизведены по существу в том виде, в котором они были опубликованы почти полвека назад. Практически все внесенные изменения связаны с использованием удобочитаемых шрифтов и приведением использованных авторами размерностей к современному виду.

По ряду причин отсутствовали переводы нескольких статей на английский язык, поэтому в подготовке сборника приняли участие М.И. Потапов (перевод предисловия), М.Н. Сапожников (статья 2), И.А. Улиткин (статьи 3, 8 и 20) и Ю.П. Синьков (статьи 13, 15, 21 и 24). Мы благодарим родственников В.А. Фабриканта (Екатерину Фабрикант, Георгия и Евгению Гамсахурдия) за то, что они любезно предоставили нам текст его докторской диссертации, а также ее перевод на английский язык, которые послужили основой для статьи 1 в сборнике.

Большую помощь в подборе журналов с текстами статей оказали Н.Г. Церевитинова (ЖЭТФ), Н.Я. Гончарова (ФИАН), О.Е. Фомкина («Измерительная техника»). В поиске фотографий тех лет очень помогли П.Д. Березин (ФИАН) и Г.Н. Михайлова (ИОФ РАН).

Значительная часть материалов сборника изготовлена с использованием технологий сканирования и распознавания текстов корпорации «Электронный архив» (www.elar.ru).

Составители сборника выражают благодарность Американскому институту физики (AIP), любезно предоставившему неэксклюзивные права на издание в бумажном и электронном форматах переводов на английский язык 22 статей, а также благодарят правообладателей всех статей на русском языке.

Beginning of the Laser Era in the USSR (Collected Papers). Moscow: LPI, 2010.
ISBN 978-5-902622-18-5

Feature Editors: *S.N. Bagaev, K.L. Vodopyanov, E.M. Dianov, O.N. Krokhin, A.A. Manenkov, P.P. Pashinin, and I.A. Shcherbakov*

This collection of papers is a joint project of the Russian journals *Kvantovaya Elektronika* (*Quantum Electronics*) and *Trudy IOFAN* (*Proceedings of the A.M. Prokhorov General Physics Institute*). The collection includes 25 papers on early works of priority carried out by Soviet scientists before 1972. The papers were selected by an authoritative commission of laser physicists. All the papers are actually reproduced as they were originally published almost half a century ago. Almost all changes made arise from the use of easy-to-read fonts and unification of measures used by the authors in accordance with the modern practice.

For some reasons, a few papers were not available in the English translation. To fill the gap, the following people took part in the preparation of the collection: M.I. Potapov (translation of the preface), M.N. Sapozhnikov (paper 2), I.A. Ulitkin (papers 3, 8, 20), and Yu.P. Sinkov (papers 13, 15, 21, 24). We are extremely grateful to the family of V.A. Fabrikant (Kate Fabrikant, Jane and George Gamsakhurdia) for sending us the text of his Doctor of Science Dissertation and its English translation, which became the basis of paper 1 in this issue.

Much help in selecting journal with the relevant papers was rendered by N.G. Tserevitinova (*JETP*), N.Ya. Goncharova (LPI), and O.E. Fomkina (*Measurement Techniques*). P.D. Berezin (LPI) and G.N. Mikhailova (GPI) did much to find photos of that period.

A considerable part of the papers in this collection were prepared for publication using the scanning and text recognition technologies of the Electronic Archives Corporation (www.elar.ru).

The compilers are grateful to the American Institute of Physics for their kindly granting the nonexclusive right for hard-copy and electronic publication of the English translations of 22 papers and to the copyright holders of all the papers in Russian.

Журнал «Квантовая электроника»
ISSN 0368-7147
Журнал «Труды ИОФАН»
ISSN 0233-9390

Начало лазерной эры в СССР

(сборник статей)

Beginning of the Laser Era in the USSR

(Collected Papers)

ФИАН
2010
LPI

Contents

Содержание

PREFACE

S.N. Bagaev[1], K.L. Vodopyanov[2], E.M. Dianov[3], O.N. Krokhin[4], A.A. Manenkov[5], P.P. Pashinin[5], I.A. Shcherbakov[5]

[1] Institute of Laser Physics, Siberian Division, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia
[2] Stanford University, Stanford, United States
[3] Fiber Optics Research Center, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
[4] Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
[5] Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The year 2010 marks the 50th anniversary of the creation of the world's first laser—a quantum generator of coherent optical radiation that employs stimulated (induced) radiation of atoms and resonant feedback (cavity). This event triggered rapid development of quantum electronics in the optical range. Undoubtedly, the early studies in microwave quantum electronics set the stage for extending the principles of quantum electronics to the optical range, that is, for going over from the maser to the laser. This applies first of all to three key components of the quantum generators: the atomic gain medium with the energy level structure in which radiation can be generated in the desired frequency range, methods for achieving population inversion, and the electrodynamic system where radiation interacts with the gain medium.

The 50th anniversary of the laser has stimulated greater interest in the history of quantum electronics in the world. This special project of journals *Quantum Electronics* and *Proceedings of A.M. Prokhorov General Physics Institute* presents early Soviet pioneering works that had a significant impact on laser science and quantum electronics. The reprint of this collection of early Soviet papers would be helpful for both Russian- and English-speaking readers, especially for the latter since several papers have never been published in English and were hardly available outside the USSR.

The two main criteria were applied during the selection of the papers for this issue: pioneering nature of the work and its scientific impact. The available space of the edition limited the number of papers to 24, and the dates of their original publication to the year 1972. We also included the reprint of two pages of the 1939 Doctor of Science (Habilitation) Thesis of Valentin A. Fabrikant, which was published in 1940, where conditions for observing "negative absorption" in gas discharge were analyzed.

All the papers in this issue are reproduced almost in the same way as they were originally published. We apologize to our colleagues whose papers, despite their high quality, were not included in the collection due to the limited space of the issue.

Предисловие

С.Н. Багаев[1], К.Л. Водопьянов[2], Е.М. Дианов[3], О.Н. Крохин[4], А.А. Маненков[5], П.П. Пашинин[5], И.А. Щербаков[5]

[1] Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск
[2] Стенфордский университет, Стенфорд, США
[3] Научный центр волоконной оптики РАН, Москва
[4] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
[5] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

В 2010 г. исполняется 50 лет со времени создания первого в мире лазера — квантового генератора когерентного оптического излучения, основанного на использовании вынужденного (индуцированного) излучения атомов и резонансной обратной связи (резонатора). Это событие привело к бурному развитию квантовой электроники оптического диапазона. Безусловно, исследования в области квантовой электроники СВЧ-диапазона подготовили почву для распространения принципов квантовой электроники на оптический диапазон — переход от мазера к лазеру. Это прежде всего относится к трем ключевым компонентам квантовых генераторов: активная атомная среда со структурой уровней энергии, в которой может быть получена генерация излучения в желаемом диапазоне частот, метод получения инверсии населенностей уровней и электродинамическая система, в которой происходит взаимодействие излучения с активной средой.

В связи с 50-летним юбилеем лазера в мире проявляется повышенный интерес к истории квантовой электроники. Этот специальный проект журналов «Квантовая Электроника» и «Труды ИОФАН» содержит ранние пионерские работы советских авторов, которые оказали существенное влияние на становление и развитие лазеров и квантовой электроники. Такая репринтная публикация ранних работ будет полезна как русскоязычным, так и англоязычным читателям, особенно последним, поскольку ряд работ ранее не публиковался на английском языке и поэтому был трудно доступен вне СССР.

Отбирая статьи для переиздания, мы исходили из двух основных критериев: принципиальной, с нашей точки зрения, важности работы и ее приоритетности в мировой литературе. Кроме того, исходя из предельного допустимого объема данного сборника, мы были вынуждены ограничиться количеством работ (в сборник включены 24 статьи) и датами их первоначальных публикаций (до 1972 г.). Мы также включили выдержку из докторской диссертации В.А. Фабриканта 1939 г., опубликованной в 1940 г., где анализируются условия для наблюдения «отрицательной абсорбции» в газовом разряде.

Все статьи в этом выпуске воспроизведены практически в том виде, в каком они первоначально публиковались. Мы считаем необходимым заранее принести свои извинения нашим коллегам, которые сочтут наш выбор не лишенным субъективности, а также тем, чьи работы, несмотря на их высокое качество, не были включены в этот сборник вследствие ограниченного объема публикации.

On experimental evidence for the existence of negative absorption[♯]

V.A. Fabrikant

Reproduction of pages 273 and 274 of the 1939 Doctor of Science (Habilitation) Thesis of Valentin A. Fabrikant, which was published in 1940, where he points out that population inversion should lead to light wave amplification and suggests the use of second-kind collisions to achieve such an inversion. Here N_k and N_j are populations of the upper and lower states correspondingly, and g_k and g_j are their statistical weights.

In this section, experiments that prove the existence of negative absorption (or equivalently, negative dispersion) are briefly discussed.

If the concentration of excited atoms is independent of the illumination intensity, then the amount of energy absorbed in an infinitely thin layer is proportional to $1-(N_k/N_j)(g_j/g_k)$, and it is the second term in this expression which accounts for the negative absorption effect. The level of absorption goes down due to the fact that because of the negative absorption more emission events occur.

Analysis becomes much more complicated if the concentration of excited atoms depends on illumination, however.

At the first sight it may seem that in the absence of quenching negative absorption is of no significance at all. Indeed, negative absorption, if it exists, is equivalent to a higher emission probability, but if there is no quenching the emission probability has no effect on the radiation intensity.

This last assertion is valid for the total radiative flux issued in all directions possible. In the direction of the incident beam, however, an increase in intensity due to the directional nature of negative absorption events should be observed. Because of the negative absorption, an angular re-distribution of the radiation will occur, the presence of quenching only serving to increase the effect. It is to be noted therefore that our previous analyses of this problem underestimate the role of quenching.

It is readily shown that in the presence of quenching the correction due to the negative absorption takes the form

$$\frac{(1-a)A_r + B}{A_r' + B} - \frac{N_k}{N_j}\frac{g_j}{g_k},$$

where A_r' is the emission probability (increased due to the negative absorption), B is the quenching probability, and a is the solid angle subtended by the receiver of radiation.

[♯] *V.A. Fabrikant*. The emission mechanism of a gas discharge. *Proceedings of the All-Union Electrotechnical Institute.* 1940. Iss. 41. PP. 236–296 [in Russian].

К вопросу об экспериментальном доказательстве существования отрицательной абсорбции[♯]

В.А. Фабрикант

Выдержка (стр. 273–274) из докторской диссертации В.А. Фабриканта 1939 г., которая была опубликована в 1940 г., где он указывает на то, что инверсия населенностей должна приводить к усилению световых волн, и предлагает использование соударений второго рода для создания этой инверсии. Здесь N_k и N_j — заселенности верхнего и нижнего уровней соответственно; g_k и g_j — их статистические веса.

Настоящий раздел посвящен краткому рассмотрению в свете изложенных выше соображений теории экспериментов, доказывающих существование отрицательной абсорбции (или, что то же, отрицательной дисперсии).

Если концентрация возбужденных атомов не зависит от освещения, то количество поглощенной в бесконечно тонком слое энергии будет пропорционально $1-(N_k/N_j)(g_j/g_k)$, где второй член как раз соответствует отрицательной абсорбции. Поглощение уменьшается за счет увеличения числа актов испускания, вызванных отрицательной абсорбцией.

Если концентрация возбужденных атомов зависит от освещения, то вопрос значительно усложняется.

На первый взгляд может показаться, что в отсутствии тушения отрицательная абсорбция вообще никак не скажется. Ведь существование отрицательной абсорбции эквивалентно увеличению вероятности испускания, но если нет тушения, то вероятность испускания никак не влияет на интенсивность излучения.

Последнее совершенно справедливо для полного потока излучения, испускаемого по всем направлениям. Однако в направлении падающего пучка благодаря направленности актов отрицательной абсорбции должно наблюдаться увеличение интенсивности. За счет отрицательной абсорбции произойдет перераспределение излучения по углам. Наличие тушения только увеличит эффект. Поэтому необходимо указать, что, рассматривая ранее этот же вопрос, мы переоценивали роль тушения.

Нетрудно показать, что при наличии тушения поправка, вызванная отрицательной абсорбцией, будет выглядеть так:

$$\frac{(1-a)\,A_r + B}{A_r' + B} - \frac{N_k}{N_j}\frac{g_j}{g_k},$$

[♯] *В.А. Фабрикант*. Механизм излучения газового разряда. *Труды Всесоюзного электротехнического института*. 1940. Вып. 41. С. 236–296.

The above relation implies that in order for negative absorption to be detectable experimentally, it is necessary to first secure that a is small (a condition at which the influence of the discharge fluorescence will also be weakened). A favorable condition for observing negative absorption is a large value of B, i.e., a high level of quenching.

To prove the existence of negative absorption directly it would be now desirable for the above correction to have a value in excess of unity, which requires that N_k/N_j exceed the statistical weight ratio g_j/g_k.

Even though such concentration ratios are in principle achievable, this requirement has never been fulfilled in discharges. Needless to say, this does not mean we must increase the current because the maximum concentration ratio will then be of Boltzmann type, i.e., the required inequality will not hold.

We are of the view that a realistic, if difficult, way to obtain necessary conditions is, by making use repeatedly of molecular impurities for selectively destroying lower lying levels. In this case, it is well known that fairly sharp resonances due to second-kind collisions are observed. Moreover, as shown earlier, radiation quenching, unavoidable in this case, will also be helpful. To calculate experimental conditions, the same Rosseland method used in deriving the atomic concentration ratio may be utilized.

Such experiments with the intensity of outgoing radiation exceeding that of the incident would provide direct experimental evidence of the existence of negative absorption.

где A'_r — вероятность испускания увеличения благодаря отрицательной абсорбции; B — вероятность тушения, a — телесный угол, захватываемый приемником излучения.

Приведенное соотношение показывает, что для экспериментального обнаружения отрицательной абсорбции нужно прежде всего создать условия, при которых a мало; такие условия ослабят также влияние флуоресценции разряда. Благоприятным условием для наблюдения отрицательной абсорбции является большая величина B, т.е. сильное тушение.

Далее для прямого доказательства существования отрицательной абсорбции желательно было бы получить для указанной поправки величину, большую единицы. Для этого нужно, чтобы N_k/N_j превышало отношение статистических весов g_j/g_k.

Последнее еще ни разу не наблюдалось в разряде, несмотря на то, что такое соотношение концентраций в принципе может быть осуществлено. Конечно, при этом нельзя идти по линии увеличения тока, здесь максимальное отношение концентрации будет больцмановским, т.е. нужное нам неравенство не возникает.

Нам кажется, что реальным, но трудным путем для получения нужных условий является использование опять-таки молекулярных примесей для избирательного разрушения нижних уровней. Как известно, здесь наблюдаются при ударах второго рода достаточно резкие резонансные эффекты. Неизбежное при этом тушение излучения, как показано было выше, также является полезным. Расчет условий экспериментов может быть произведен тем же методом Росселенда, который был использован при выводе отношения атомных концентраций.

При таких экспериментах мы получим интенсивность выходящего излучения большую, чем падающего, и можно было бы говорить о прямом экспериментальном доказательстве существования отрицательной абсорбции.

Application of molecular beams for the radiospectroscopic study of rotational molecular spectra[♯]

N.G. Basov and A.M. Prokhorov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted January 19, 1954

Methods are developed for using molecular beams to study rotational molecular spectra. The application of molecular beams allows one to obtain narrow spectral lines of width ~7 kHz and to study the rotational spectra of substances which are in the solid state under normal conditions.

Introduction

The application of the radiospectroscopic method for studying the rotational molecular spectra is severely restricted because rotational spectra are inherent only in molecules in the gaseous state.

In practice, the vapor pressure of a substance under study should be $\sim 10^{-2}$ mm Hg since the intensity of lines decreases at lower pressures. Thus, to investigate the rotational spectra of solids under normal conditions, it is necessary to heat the absorbing cell of a spectroscope up to the temperature at which the vapour pressure of the substance under study achieves $\sim 10^{-2}$ mm Hg. This leads to the impairment of the resolution of the radiospectroscope because spectral lines are broadened during the heating of the substance due to the Doppler effect and collisions of molecules with the walls of the absorbing cell.

It should be noted that the investigation of solids is of special interest since many elements do not form sufficiently simple gaseous compounds with dipole moments, whereas most of the solid ionic compounds have large dipole moments and therefore can be studied by the radiospectroscopy method. For example, the gaseous compounds of rare-earth elements that could be used for determining the nuclear moments of these elements are unknown.

The spectral linewidth can be considerably reduced by observing the absorption of microwaves not in gases, as in radiospectroscopes, but in a molecular beam. The linewidth of a "velocity-monochromatic" molecular beam is determined by the time of flight of molecules in the microwave radiation field. For example, if the length of flight of molecules in the field is 1 cm and the velocity of molecules is 500 m/s, then the line half-width is

$$\Delta\nu = 1/2\pi\tau = 8 \text{ kHz}, \tag{1}$$

where τ is the time of flight of molecules in the radiation field.

[♯] Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1954. Vol. 27, Iss. 4(10). PP. 431–438.

Применение молекулярных пучков для радиоспектроскопического изучения вращательных спектров молекул[#]

Н.Г. Басов, А.М. Прохоров

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 19 января 1954 г.

Разобраны методы использования молекулярных пучков для исследования вращательных спектров молекул. Применение молекулярных пучков позволяет получать узкие спектральные линии с шириной ~7 кГц и дает возможность изучать вращательные спектры веществ, которые при нормальных условиях находятся в твердом состоянии.

Введение

Большим ограничением применения радиоспектроскопического метода для исследования вращательных спектров молекул является то, что вращательными спектрами обладают только вещества, находящиеся в газообразном состоянии. Практически необходимо иметь давление паров исследуемого вещества $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст., так как при более низких давлениях уменьшается интенсивность линий. Таким образом, для исследования вращательных спектров твердых при нормальных условиях веществ необходимо нагревать поглощающую ячейку спектроскопа до такой температуры, при которой упругость паров исследуемого вещества достигает давления $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст. Такой путь исследования ведет к потере разрешающей силы радиоспектроскопа, так как нагревание вещества ведет к расширению спектральных линий из-за эффекта Доплера и соударений молекул со стенками поглощающей ячейки.

Следует отметить, что исследование твердых соединений представляет особый интерес, так как для многих элементов неизвестно достаточно простых газообразных соединений, обладающих дипольными моментами. Большинство же твердых ионных соединений имеют большие дипольные моменты, т.е. могут быть исследованы радиоспектроскопическим методом. Например, для элементов группы редких земель неизвестны газообразные соединения, при помощи которых можно было бы определить ядерные моменты этих элементов.

Ширина спектральных линий может быть существенно уменьшена, если наблюдать поглощение микроволн не в газе, как это делается в радиоспектроскопах, а в молекулярном пучке. Ширина линий «монохроматического» по скоростям молекулярного пучка определяется временем пролета молекул в поле микроволнового излучения. Например, если длина пролета молекул в поле равна 1 см и скорость молекул равна 500 м/сек, то полуширина линий получается равной

[#] ЖЭТФ. 1954. Т. 27, вып. 4(10). С. 431–438.

As far as the velocities of molecules in the beam are different, it seems that the Doppler broadening should be also taken into account in the beam. The Doppler broadening of lines in the "velocity-nonmonochromatic" beam can be eliminated by exciting the types of waves in a cavity or a waveguide for which the phase velocity in the propagation direction of the beam is infinite. This follows from the fact that the frequency shift, as can be shown, is determined by the ratio of the velocity of molecules in the beam to the phase velocity of waves in the beam propagation direction[1].

1. Molecular beam

The number of molecules leaving the slit of a molecular-beam source per second is

$$N = \tfrac{1}{4} n \leq va, \tag{2}$$

where $v = \sqrt{8kT/\pi M}$ is the average velocity of molecules in the beam; n is the density of molecules inside the molecular-beam source; a is the source slit area; and M is the molecule mass.

The number of beam molecules incident normally on the area S in the direction perpendicular to the source slit plane is

$$N_S = (N/\pi r^2)S, \tag{3}$$

where r is the distance between the area S and the source slit.

Among these molecules, the number of molecules at the rotational level with the rotational quantum number J and vibrational quantum number v is

$$N_{Jv} = N_S \frac{g_J \exp\{-E_J/kT\}}{Q_{\text{rt}}} \frac{g_v \exp\{-E_v/kT\}}{Q_{\text{vib}}}, \tag{4}$$

where E_J is the rotational energy of a molecule; g_J is the statistical weight of the rotational state; Q_{rt} is the rotational statistical sum; E_v is the vibrational energy of a molecule; g_v is te statistical weight of the vibrational state; and Q_{vib} is the vibrational statistical sum.

When a molecular beam propagates through a high-frequency field with frequency $\nu = (E_{J+1} - E_J)/h$, the number of molecules absorbing energy is

$$N_{\text{act}} = g_J \left(\frac{N_{Jv}}{g_J} - \frac{N_{J+1v}}{g_{J+1}} \right) \approx N_{Jv} \frac{h\nu}{kT}. \tag{5}$$

The latter equality takes place as $h\nu \ll kT$ for the microwave region.

Thus, due to almost the same population of rotational levels E_J and E_{J+1}, only the $h\nu/kT$ part of molecules of their total number at the level E_{Jv} absorb the microwave energy. We will call these molecules active molecules.

[1] Note that the Doppler broadening of spectral lines of gas molecules filling a cavity or a waveguide is equal to the Doppler broadening these lines in free space.

$$\Delta\nu = 1/2\pi\tau = 8\ \text{кГц}, \tag{1}$$

где τ — время пролета молекул в поле излучения.

Ввиду того что скорости молекул в пучке не одинаковы, казалось бы, что необходимо в пучке также учитывать и доплеровское расширение. От доплеровского расширения линий в немонохроматическом по скоростям пучке молекул можно избавиться, если в объемном резонаторе или волноводе возбуждать такие типы волн, у которых фазовая скорость в направлении распространения пучка равна бесконечности. Это вытекает из того, что смещение частоты, как можно показать, определяется отношением скорости молекул пучка к фазовой скорости волн в направлении распространения пучка[1].

1. Молекулярный пучок

Число молекул, вылетающих из щели источника молекулярного пучка в одну секунду, равно

$$N = \tfrac{1}{4} n \le \upsilon a, \tag{2}$$

где $\upsilon = \sqrt{8kT/\pi M}$ есть средняя скорость молекул пучка; n — плотность молекул внутри источника молекулярного пучка; a — площадь щели источника; M — масса молекулы.

Число молекул пучка, падающих нормально на площадь S в направлении, перпендикулярном плоскости щели источника, равно

$$N_S = (N/\pi r^2)S, \tag{3}$$

где r — расстояние между площадью S и щелью источника.

Из этого числа молекул на вращательном уровне, характеризуемом квантовым числом вращательного момента J и колебательным квантовым числом υ, находится следующее число молекул:

$$N_{J\upsilon} = N_S \frac{g_J \exp\{-E_J/kT\}}{Q_{\text{вр}}} \frac{g_\upsilon \exp\{-E_\upsilon/kT\}}{Q_{\text{кол}}}, \tag{4}$$

где E_J — вращательная энергия молекулы; g_J — статистический вес вращательного состояния; $Q_{\text{вр}}$ — вращательная статистическая сумма; E_υ — колебательная энергия молекулы; g_υ — статистический вес колебательного состояния; $Q_{\text{кол}}$ — колебательная статистическая сумма.

При пропускании пучка молекул через высокочастотное поле частоты $\nu = (E_{J+1} - E_J)/h$ в поглощении энергии принимает участие число молекул, равное

$$N_{\text{акт}} = g_J \left(\frac{N_{J\upsilon}}{g_J} - \frac{N_{J+1\upsilon}}{g_{J+1}} \right) \approx N_{J\upsilon} \frac{h\nu}{kT}. \tag{5}$$

Последнее равенство имеет место потому, что для микроволновой области $h\nu \ll kT$.

Таким образом, вследствие почти одинаковой населенности вращательных уровней E_J и E_{J+1}, в поглощении микроволновой энергии принимает уча-

[1] Следует заметить, что доплеровское расширение линий молекул газа, заполняющего объемный резонатор или волновод, равно доплеровскому расширению линий газа в свободном пространстве.

Since molecules in the molecular beam do not interact with each other, the violation of the distribution of molecules over the energy levels is not recovered.

This allows one to increase the number of active molecules by sorting them over rotational states. The sorting of molecules over different rotational states can be performed by passing the molecular beam through a nonuniform electric field with the field gradient directed perpendicular to the beam propagation direction. Because the projection of the effective dipole moment on the external field direction depends on the quantum number J and its projection M_J on the external field, molecules in different rotational states are deflected in the nonuniform electric field differently, and therefore molecules situated in a certain rotational state can be separated. Such a sorting method is used in the resonance method of molecular beams [1]. The sorting of molecules provides the increase in the number of active molecules by a factor of $\sim kT/h\nu$.

The maximum density of molecules in the beam is restricted by the condition that molecules in the beam should not collide with each other during their time of flight through the high-frequency radiation field. It can be shown that the free path of molecules in the beam is approximately equal to that of molecules in gas if the density of gas molecules is equal to that in the beam. The maximum density of a molecular beam during the sorting of molecules over their rotational states is determined from the condition of the absence of collisions between molecules flying the sorting electric field and the radiation field[2].

2. The spectroscope sensitivity

The spectroscope sensitivity is determined by the noise level of a crystal detector measuring the energy absorption by gas molecules. Since at low powers the crystal detector noise changes only weakly with variations in the incident power, the spectroscope sensitivity increases with increasing the power absorbed by molecules. The power absorbed by molecules is proportional to the power of high-frequency radiation field through which the molecular beam propagates if the saturation effect is absent.

Let us determine the optimal power of high-frequency radiation. The probability of transition of molecules from the state m to the state n under the action of radiation for the time τ is determined by the expression [2]

$$W_n^m = 1 - e^{-t/\gamma}, \tag{6}$$

where

$$\gamma^{-1} = 8\pi^2 \rho(\nu) |\mu_n^m|^2 / 3h^2(\Delta\nu), \tag{7}$$

$\rho(\nu)$ is the energy density of the high-frequency radiation field; $\Delta\nu$ is the spectral line half-width; and μ_n^m is the matrix element of the dipole moment of a molecule.

The residence time of molecules in the radiation field is determined by the time of flight τ of beam molecules in the high-frequency field. The residence time of mo-

[2] Note that the gas-kinetic collision parameter of molecules is smaller than the microwave collision diameter.

стие лишь $h\nu/kT$ часть молекул от полного числа молекул, находящихся на уровне $E_{J\upsilon}$. Молекулы, которые принимают участие в поглощении энергии, мы будем в дальнейшем называть активными молекулами.

Вследствие того что молекулы в молекулярном пучке не взаимодействуют, нарушение распределения молекул по энергетическим уровням не восстанавливается. Это дает возможность увеличить число активных молекул, производя их сортировку по вращательным состояниям. Сортировку молекул по различным вращательным состояниям можно получить, если пропускать молекулярный пучок через неоднородное электрическое поле с градиентом поля, направленным перпендикулярно направлению распространения пучка. Благодаря тому что проекция эффективного дипольного момента на направление внешнего поля зависит от квантового числа J и его проекции на внешнее поле M_J, молекулы, находящиеся в различных вращательных состояниях, отклоняются неоднородным электрическим полем по-разному, а следовательно, можно выделить молекулы, находящиеся в определенном вращательном состоянии. Такой метод сортировки применяется в резонансном методе молекулярных пучков [1]. Применение сортировки молекул дает возможность увеличить число активных молекул в $\sim kT/h\nu$ раз.

Максимальная плотность молекул в пучке определяется из условия, чтобы за время пролета молекулами высокочастотного поля излучения не было столкновений между молекулами пучка. Можно показать, что длина свободного пробега молекул в пучке примерно равна длине свободного пробега молекул в газе, если плотность молекул газа равна плотности молекул пучка.
При применении сортировки молекул по вращательным состояниям максимальная плотность пучка определяется из условия, чтобы не было соударений между молекулами при пролете последних в сортирующем электрическом поле и в поле излучения[2].

2. Чувствительность спектроскопа

Чувствительность спектроскопа определяется уровнем шумов кристаллического детектора, при помощи которого обнаруживается поглощение энергии молекулами газа. Так как при малых мощностях шумы кристалла мало меняются с изменением мощности, падающей на кристалл, то чувствительность спектроскопа растет с увеличением абсолютной величины поглощенной молекулами мощности. Величина поглощенной молекулами мощности пропорциональна мощности высокочастотного излучения, через которое пролетает молекулярный пучок, если нет эффекта насыщения.

Определим оптимальную величину мощности высокочастотного излучения. Вероятность перехода молекул из состояния m в состояние n под действием излучения за время τ определяется формулой [2]:

$$W_n^m = 1 - e^{-t/\gamma}, \tag{6}$$

где

$$\gamma^{-1} = 8\pi^2 \rho(\nu) |\mu_n^m|^2 \big/ 3h^2 (\Delta\nu), \tag{7}$$

[2] Следует отметить, что газокинетический диаметр соударений молекул меньше микроволнового диаметра соударений.

lecules in a specified state is determined by the quantity γ related to the radiation field density $\rho(\nu)$. If $\gamma < \tau$, the saturation effect appears at which the spectral linewidth is determined not by the time of flight τ but by the lifetime γ of molecules in the specified state.

If $\gamma > \tau$, then not all the active molecules will absorb energy during their flight through the high-frequency field. The optimal value of $\rho(\nu)$ should provide the condition $\tau \approx \gamma$; in this case, 43 % of the active molecules will absorb radiation[3].

The maximum possible energy absorption is achieved when half the active molecules will undergo transitions from the lower to upper state.

Thus, the optimal radiation density $\rho_{\text{opt}}(\nu)$ is determined by the equality

$$\gamma = \tau. \tag{8}$$

Taking (7) and (1) into account, we obtain from (8)

$$\rho_{\text{opt}}(\nu) = 3h^2(\Delta\nu)^2 / 4\pi|\mu_n^m|^2. \tag{9}$$

For the radiation field density $\rho_{\text{opt}}(\nu)$, the beam molecules will absorb the energy

$$E_{\text{abs}} = 0.43 N_{\text{act}} h\nu. \tag{10}$$

Note that $\rho_{\text{opt}}(\nu)$ for transitions between the levels with the specified J also depends on M_J, and therefore we should use some average value of $\rho_{\text{opt}}(\nu)$ from optimal values for each of the Zeeman components.

The energy density $\rho(\nu)$ produced in molecular beams is considerably lower than that in usual radiospectroscopes because in beams the narrow lines are obtained. It can be easily shown that the use of a superheterodyne detector at low energy fluxes offers an obvious advantage in the sensitivity. If the power flux is P, then the minimal detected change in the power against the noise background of the superheterodyne detector is

$$\Delta P = 2\sqrt{P_{\text{noise}} P}, \tag{11}$$

where P_{noise} is the power noise.

The noise power of the superheterodyne with the passband Δf is

$$P_{\text{noise}} = FkT\,\Delta f, \tag{12}$$

where F is noise factor of the detector.

Consider diverse applications of molecular beams for studying the rotational molecular spectra.

3. Spectroscope with a waveguide absorbing cell

Consider electromagnetic radiation propagating along the $0x$ axis, the fundamental wave being excited (Fig. 1).

[3] Note that for $\tau = \gamma$ the line will broaden up to $\Delta\nu' = \Delta\nu\sqrt{2}$.

$\rho(\nu)$ — плотность энергии излучения высокочастотного поля; $\Delta\nu$ — полуширина спектральной линии; μ_n^m — матричный элемент дипольного момента молекулы.

Время пребывания молекул в поле излучения определяется величиной τ — временем пролета молекулами пучка высокочастотного поля. Время пребывания молекул в заданном состоянии определяется величиной γ, связанной с плотностью поля излучения $\rho(\nu)$. Если $\gamma < \tau$, то наступает эффект насыщения, при котором ширину спектральной линии будет определять не время пролета τ, а время жизни молекул в заданном состоянии, т.е. γ.

Если $\gamma > \tau$, то за время пролета через высокочастотное поле не все активные молекулы примут участие в поглощении энергии. Оптимальное значение величины $\rho(\nu)$ следует брать такое, при котором $\tau \approx \gamma$; при этом в поглощении примут участие 43 % активных молекул[3].

Максимально возможное значение поглощенной энергии получится, когда половина активных молекул перейдет из нижнего состояния в верхнее.

Итак, оптимальная плотность излучения $\rho_{\text{опт}}(\nu)$ определяется

$$\gamma = \tau. \tag{8}$$

Отсюда, учитывая (7) и (1), получим

$$\rho_{\text{опт}}(\nu) = 3h^2(\Delta\nu)^2 / 4\pi|\mu_n^m|^2. \tag{9}$$

При плотности поля $\rho_{\text{опт}}(\nu)$ молекулы пучка поглотят энергию, равную

$$E_{\text{погл}} = 0,43 N_{\text{акт}}\, h\nu. \tag{10}$$

Следует заметить, что $\rho_{\text{опт}}(\nu)$ для переходов между уровнями с заданными J зависит также от M_J, поэтому в качестве $\rho_{\text{опт}}(\nu)$ следует брать некоторое среднее значение из оптимальных значений для каждой зеемановской компоненты.

Плотность энергии $\rho(\nu)$ в случае применения молекулярных пучков получается значительно меньшей плотности энергии в обычных радиоспектроскопах, так как в случае пучков получаются более узкие линии. Легко показать, что при малых значениях потока энергии применение супергетеродинного приемника дает несомненное преимущество по чувствительности. Если поток мощности равен P, то минимальное обнаруживаемое изменение мощности на фоне шумов при применении супергетеродинного приемника равно

$$\Delta P = 2\sqrt{P_{\text{шум}} P}, \tag{11}$$

где $P_{\text{шум}}$ — мощность шумов.

Величина мощности шумов для супергетеродинного приемника с полосой пропускания Δf равна

$$P_{\text{шум}} = FkT\,\Delta f, \tag{12}$$

где F — шум-фактор приемника.

Рассмотрим различные варианты применения молекулярных пучков для изучения вращательных спектров молекул.

---

[3] Следует иметь в виду, что при $\tau = \gamma$ линия расширится до $\Delta\nu' = \Delta\nu\sqrt{2}$.

According to (9), the optimal power of the energy flux is

$$P_{\text{opt}} = \left\{3h^2c(\Delta\nu)^2 / 4\pi|\mu_n^m|^2\right\} bd, \tag{13}$$

here c is the speed of light.

If a molecular beam is passed through such a waveguide parallel to the $0y$ axis, the Doppler broadening of spectral lines will be absent because the phase velocity of the fundamental wave in this direction is infinite. If a diverging molecular beam is used, the Doppler broadening of the line caused by the velocity component v_x of molecules should be smaller than the time-of-flight linewidth in the radiation field, i.e.

$$v_x < c/\pi r \nu_0 \sqrt{2\pi \ln 2}. \tag{14}$$

Therefore, the allowable divergence angle of molecules in the beam will be

$$\operatorname{tg}\alpha < v_x / v = c/\pi \nu_0 b \sqrt{2\pi \ln 2}. \tag{15}$$

Expression (15) shows that only a part of molecules leaving the slit of a beam source can be used to observe rotational lines.

If the source has K vertical slits of area a, then the number of active molecule flying through the waveguide will be

$$N_{\text{act}} = \beta K N_{Jv} \frac{h\nu}{kT}, \tag{16}$$

where β is the molecular beam utilisation factor determined by expression (15) and the setup design.

According to (10), the energy absorbed by these molecules is

$$E = 0.43\beta K N_{Jv} (h\nu)^2 / kT. \tag{17}$$

According to (11), the absorption of this energy can be detected if the condition

$$P_{\text{noise}} < \frac{E^2}{4P_{\text{opt}}} \tag{18}$$

is fulfilled. The value of P_{opt} is determined by (13).

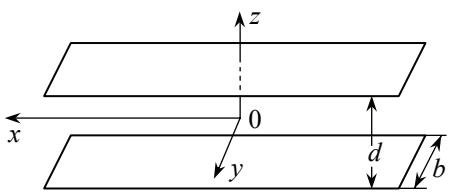


Fig. 1

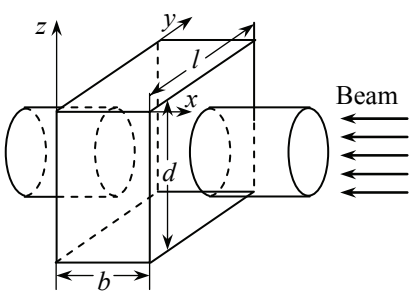


Fig. 2

3. Спектроскоп с волноводной поглощающей ячейкой

Пусть электромагнитное излучение распространяется вдоль оси $0x$, причем возбуждается основная волна (рис. 1).

Оптимальная мощность потока энергии, согласно (9), равна

$$P_{\text{опт}} = \left\{3h^2c(\Delta\nu)^2 \big/ 4\pi|\mu_n^m|^2\right\}bd, \tag{13}$$

где c — скорость света.

Если через такой волновод пропускать пучок молекул параллельно оси $0y$, то доплеровское расширение спектральных линий будет отсутствовать, так как фазовая скорость распространения основной волны в этом направлении равна бесконечности. Если используется расходящийся пучок молекул, то необходимо, чтобы доплеровское расширение из-за наличия компоненты скорости молекул v_x давало бы доплеровскую ширину линии, меньшую, чем ширина линии, связанная со временем пролета молекулами поля излучения, т.е.

$$v_x < c/\pi r\nu_0\sqrt{2\pi\ln 2}. \tag{14}$$

Следовательно, допустимый угол разлета молекул пучка будет

$$\operatorname{tg}\alpha < v_x/v = c/\pi\nu_0 b\sqrt{2\pi\ln 2}. \tag{15}$$

Выражение (15) показывает, что для наблюдения вращательных линий может быть использована только часть молекул, вылетающих из щели источника пучка.

Если в источнике имеется K вертикальных щелей площади a, то через волновод будет пролетать следующее число активных молекул:

$$N_{\text{акт}} = \beta K N_{Jv}\frac{h\nu}{kT}, \tag{16}$$

где β есть коэффициент использования молекулярного пучка, определяемый выражением (15) и геометрией установки.

Количество энергии, поглощаемое этими молекулами, согласно (10), равно

$$E = 0,43\beta K N_{Jv}(h\nu)^2/kT. \tag{17}$$

Для того чтобы это поглощение энергии могло быть обнаружено, необходимо, согласно (11), выполнение условия

$$P_{\text{шум}} < \frac{E^2}{4P_{\text{опт}}}. \tag{18}$$

Величина $P_{\text{опт}}$ определяется (13).

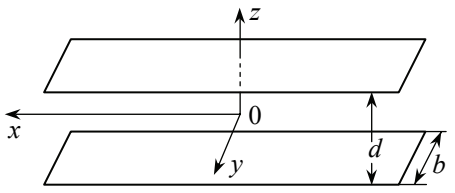


Рис. 1

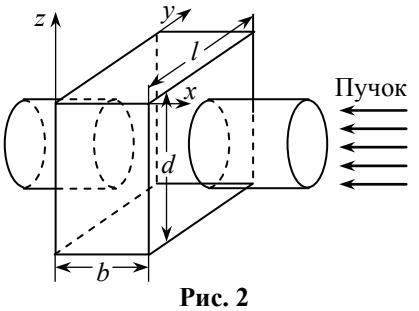


Рис. 2

Consider, for example, the possibility of observing the $J = 1 \to J = 2$ rotational transition of CsF molecules. Let us assume that $K = 200$, $\beta = 0.03$, $a = 10^{-2}$ cm^2, $b = d = 1$ cm, $n = 10^{15}$, $|\mu_2^1| = \frac{2}{3}\mu_0^2$, $\mu_0 = 7.3\times10^{-18}$ CGSE, $\nu = 17\,700$ MHz, $T = 850$°C, $F = 40$, and $\Delta f = 0.1$ Hz. Then, $\Delta\nu = 7$ kHz, $E = 3\times10^{-12}$ W, $P = 5\times10^{-8}$ W, $P_{\text{noise}} = 2\times10^{-22}$ W, and $\Delta P_{\min} = 6\times10^{-14}$ W.

Thus, the signal-to-noise ratio can be expected to be 50.

The spectroscope described here consumes 75 gram of a substance per hour.

The calculation presented above neglected the possibility of sorting molecules over rotational states. Sorting molecules over rotational states by using a cavity as an absorbing cell is considered below.

4. Spectroscope with a cavity

Consider an absorbing cell representing a rectangular cavity in which the H_{011} oscillation is excited. If a molecular beam is passed through such a cavity along the 0x axis, the Doppler broadening of spectral lines will be absent because the phase velocity of the electromagnetic wave in this direction is infinite.

If a diverging beam is used, the Doppler linewidth caused by the velocity components v_y and v_x should be smaller than the time-of-flight linewidth of molecules in the cavity, i.e.

$$v_r = \sqrt{v_y^2 + v_x^2} < c/\pi r\nu_0\sqrt{2\pi\ln 2}. \tag{19}$$

Therefore, the allowable beam divergence angle is determined by the condition

$$\operatorname{tg}\alpha < v_r/v = c/\pi\nu_0 r\sqrt{2\pi\ln 2}. \tag{20}$$

Expressions (19) and (20) were derived by assuming that the phase velocities of the wave along the 0y and 0z axes are identical.

To maintain the optimal field density $\rho(\nu)$ inside the cavity, it is necessary to supply the energy

$$P_{\text{opt}} = 2\pi\nu\rho(\nu)bdl/Q = 3h^2(\Delta\nu)^2\nu\, bdl/2Q\,|\mu_n^m|^2 \tag{21}$$

into it, where Q is the cavity Q-factor.

Expression (21) was derived by assuming that energy is uniformly distributed over the cavity volume. One can see from (21) that the energy supplied into the cavity decreases proportionally with increasing Q. Therefore, as follows from (11), the spectroscope sensitivity can be increased by increasing the cavity Q-factor. To obtain a large Q-factor, it is necessary to eliminate radiation losses through holes in the cavity which are used to pass the molecular beam. This can be achieved by employing cylindrical waveguides as shut-off filters with the critical wavelength smaller than the radiation wavelength of molecules.

The cavity Q-factor can be considerably increased by regeneration with the help of a travelling-wave tube. The cavity Q-factor can be also increased by cooling the cavity down to the superconducting state.

Рассмотрим в качестве примера возможность наблюдения вращательного перехода $J = 1 \to J = 2$ молекул CsF. Пусть $K = 200$, $\beta = 0{,}03$, $a = 10^{-2}$ см^2, $b = d = 1$ см, $n = 10^{15}$, $|\mu_2^1| = \frac{2}{3}\mu_0^2$, $\mu_0 = 7{,}3\cdot10^{-18}$ CGSE, $\nu = 17700$ МГц, $T = 850$°C, $F = 40$, $\Delta f = 0{,}1$ Гц. Тогда $\Delta\nu = 7$ кГц, $E = 3\cdot10^{-12}$ Вт, $P = 5\cdot10^{-8}$ Вт, $P_{\text{шум}} = 2\cdot10^{-22}$ Вт, $\Delta P_{\text{мин}} = 6\cdot10^{-14}$ Вт.

Таким образом, можно ожидать превышения сигнала над шумом в 50 раз.

Описанный здесь спектроскоп расходует в течение одного часа 75 г вещества.

В приведенном выше расчете не учитывалась возможность сортировки молекул по вращательным состояниям. Применение сортировки молекул по состояниям рассматривается ниже, когда в качестве поглощающей ячейки используется объемный резонатор.

4. Спектроскоп с объемным резонатором

Пусть в качестве поглощающей ячейки используется прямоугольный резонатор, в котором возбуждается колебание H_{011}. Если пропускать через такой резонатор молекулярный пучок в направлении оси $0x$, то доплеровского расширения спектральных линий не будет, так как фазовая скорость распространения электромагнитной волны в этом направлении равна бесконечности.

Если использовать расходящийся пучок, то необходимо, чтобы доплеровская ширина линий из-за наличия компонент скорости v_y и v_x была меньше ширины линий, обусловленной временем пролета молекул через резонатор, т.е.

$$v_r = \sqrt{v_y^2 + v_x^2} < c/\pi r\nu_0\sqrt{2\pi\ln 2}. \tag{19}$$

Следовательно, допустимый угол разлета пучка определяется условием

$$\operatorname{tg}\alpha < v_r/v = c/\pi\nu_0 r\sqrt{2\pi\ln 2}. \tag{20}$$

При выводе (19) и (20) принято, что фазовая скорость волны в направлении оси $0y$ равна фазовой скорости в направлении оси $0z$.

Для поддержания оптимальной плотности поля $\rho(\nu)$ внутри объемного резонатора в резонатор необходимо вводить энергию $P_{\text{опт}}$:

$$P_{\text{опт}} = 2\pi\nu\rho(\nu)bdl/Q = 3h^2(\Delta\nu)^2\nu bdl/2Q|\mu_n^m|^2, \tag{21}$$

где Q — добротность резонатора.

При выводе (21) считалось, что энергия равномерно распределена по объему резонатора. Как видно из (21), вводимая в резонатор энергия уменьшается пропорционально росту Q. Поэтому для увеличения чувствительности спектроскопа, как это следует из (11), нужно увеличить добротность резонатора. Для получения большой добротности резонатора необходимо устранить потери из-за излучения через отверстия в резонаторе, служащие для пропускания пучка молекул. Этого можно достигнуть, используя в качестве запорных фильтров отрезки цилиндрических волноводов, критическая волна которых меньше длины волны излучения молекул.

The number of active molecules leaving the slit at sorting is

$$N_{\text{act}} = \beta N_{J\upsilon}, \tag{22}$$

where β is the molecular beam utilisation factor defined by relation (20) and the setup design.

According to (10), the energy absorbed by these molecules is

$$E_{\text{abs}} = 0.43\beta N_{J\upsilon} h\nu. \tag{23}$$

According to (11), this absorption can be detected if

$$P_{\text{noise}} < \frac{E_{\text{abs}}^2}{4P_{\text{opt}}}. \tag{24}$$

The value of P_{opt} is determined from expression (21). The noise value is determined by expression (12).

The sorting of molecules over rotational states allows the investigation of both absorption and emission spectra of molecules because molecules in the lower or upper state of the transition under study can be selected from the beam.

Using a molecular beam in which molecules in the lower state of the transition under study are absent, we can make a "molecular oscillator". The operation principle of the molecular oscillator is as follows.

The sorted out molecular beam in which molecules in the lower state of the transition under study are absent is passed through a cavity. During the flight of molecules in the cavity, a part of molecules undergo transitions from the upper to lower state, by imparting their energy to he cavity. If intracavity losses are smaller than the emission power of molecules, the self-excitation comes at which the radiation power in the cavity increases up to the value determined by the saturation effect. Therefore, the self-excitation will come if

$$T_{\text{act}} h\nu > E_{\text{loss}}, \tag{25}$$

where E_{loss} is the intracavity loss,

$$E_{\text{loss}} = \frac{2\pi\nu E_{\text{fil}}}{Q}. \tag{26}$$

By assuming that the radiation energy is uniformly distributed in the cavity volume, we write E_{fil} in the form

$$E_{\text{fil}} = \rho(\nu)V, \tag{27}$$

where V is the cavity volume.

Using (25)–(27), we obtain the self-excitation condition in the form

$$N_{\text{act}} > 2V h(\Delta\nu)^2/2Q\,|\mu_n^m|^2. \tag{28}$$

The stationary state of the oscillator is determined by the saturation effect. The maximum output power of the oscillator is

$$E_{\max} = \tfrac{1}{2} N_{\text{act}} h\nu. \tag{29}$$

Добротность резонатора может быть значительно повышена путем регенерации при помощи лампы бегущей волны. Добротность резонатора также может быть сделана достаточно большой, если охладить резонатор до сверхпроводящего состояния.

Число активных молекул, получаемых от щели при применении сортировки, равно

$$N_{\text{акт}} = \beta N_{Jv}, \tag{22}$$

где β — коэффициент использования молекул пучка, определяемый соотношением (20) и геометрией установки.

Количество энергии, поглощаемое этими молекулами, согласно (10), равно

$$E_{\text{погл}} = 0,43\beta N_{Jv} h\nu. \tag{23}$$

Для того чтобы это поглощение могло быть обнаружено, необходимо, согласно (11), чтобы

$$P_{\text{шум}} < \frac{E^2_{\text{погл}}}{4P_{\text{опт}}}. \tag{24}$$

Величина $P_{\text{опт}}$ определяется из равенства (21). Величина шумов определяется (12).

Применение сортировки молекул по вращательным состояниям дает возможность изучать не только спектры поглощения молекул, но и спектры излучения молекул, так как из пучка по желанию можно отсортировать молекулы, находящиеся в нижнем или верхнем состоянии рассматриваемого перехода.

Используя молекулярный пучок, в котором отсутствуют молекулы в нижнем состоянии рассматриваемого перехода, можно сделать «молекулярный генератор». Принцип действия молекулярного генератора состоит в следующем.

Отсортированный молекулярный пучок, в котором отсутствуют молекулы в нижнем состоянии рассматриваемого перехода, пропускается через объемный резонатор. За время пролета молекул в объемном резонаторе часть молекул переходит из верхнего состояния в нижнее, отдавая энергию объемному резонатору. Если мощность потерь внутри резонатора меньше мощности излучения молекул, то наступает самовозбуждение, при котором мощность в резонаторе растет до величины, определяемой эффектом насыщения. Таким образом, самовозбуждение наступит, если

$$T_{\text{акт}} h\nu > E_{\text{пот}}, \tag{25}$$

где $E_{\text{пот}}$ — мощность потерь в объемном резонаторе, а именно

$$E_{\text{пот}} = \frac{2\pi\nu E_{\text{зап}}}{Q}. \tag{26}$$

Принимая, что энергия в объемном резонаторе равномерно распределена по объему резонатора, запишем $E_{\text{зап}}$ в виде

$$E_{\text{зап}} = \rho(\nu)V, \tag{27}$$

где V — объем резонатора.

На основании (25)–(27) получим условия самовозбуждения в виде

$$N_{\text{акт}} > 2Vh(\Delta\nu)^2/2Q|\mu_n^m|^2. \tag{28}$$

Consider, for example, the possibility of observing the $J = 0 \to J = 1$ rotational transition in CsF molecules. To obtain a molecular beam, a temperature of 575 K is required at which the 0.00025 part of the total number of molecules are in the $J = 0$ rotational state.

In a beam with a divergence angle of 1°, we can obtain a flux of 10^{14} molecules per second. 6×10^9 of these molecules are in the $J = 0$, $\upsilon = 0$ state. Approximately the same number of molecules are in the $J = 1$, $M_J = 0$, $\upsilon = 0$ state. As the beam does not contain molecules in the $J = 0$, $\upsilon = 0$ state, the found number of molecules is the number of active molecules.

The maximum energy that can be emitted to the cavity is

$$E_{\max} = 1.6\times10^{-14}\,\mathrm{W}. \tag{30}$$

Using (28), we obtain the cavity Q-factor at which the self-excitation comes:

$$Q > 3Vh(\Delta\nu)^2 \big/ 2N_{\mathrm{act}}|\mu_n^m|^2. \tag{31}$$

Let $V = 5$ cm^3 and $(\Delta\nu)^2 = 5\times10^7$ s^{-2}. Then, we have

$$Q > 7\times10^6. \tag{32}$$

Because such a cavity cannot be made in practice, the self-excitation also cannot be obtained in our case. However, since the beam density in our case is far from its maximum value for the mean free path of molecules equal to 1 cm, the self-excitation regime can be obtained at practically achievable Q-factors by increasing considerably the molecular beam density.

For easily attainable Q-factors ~5×10^3 and the number of active molecules ~3×10^9, a rotational transition can be investigated using induced radiation. Let us find the power required for producing the optimal energy density in the cavity to obtain the induced mission of molecules. Because $|\mu_n^m|=|\mu_m^n|$, this power can be obtained from (21):

$$P_{\mathrm{opt}} = 4.9\times10^{-11}\,\mathrm{W}. \tag{33}$$

According to (24), for $F = 40$ and $\Delta f = 0.1$ Hz, the minimal detectable power variation is

$$\Delta P_{\min} = 2\times10^{-15}\,\mathrm{W}, \tag{34}$$

i.e. the signal-to-noise ratio is 7 for the specified beam density.

References

1. *H.K. Hughes*. Phys Rev. 1947. Vol. 72. P. 614.
2. *W. Heitler*. The Quantum Theory of Radiation. 2nd Ed. Oxford Press, 1944.

Стационарное состояние генератора определяется эффектом насыщения. Предельная величина мощности, которая может быть получена от такого генератора, равна

$$E_{\text{макс}} = \tfrac{1}{2} N_{\text{акт}} h\nu. \tag{29}$$

Рассмотрим в качестве примера возможность наблюдения вращательного перехода $J = 0 \to J = 1$ молекул CsF. Для получения молекулярного пучка необходима температура 575 К, при которой в нулевом вращательном состоянии ($J = 0$) находится 0,00025 часть от полного числа молекул.

При угле раствора пучка в 1° можно получить поток 10^{14} молекул в секунду. Из этих молекул в состоянии $J = 0$, $\upsilon = 0$ находится $6 \cdot 10^9$ молекул. Примерно такое же число молекул находится в состоянии $J = 1$, $M_J = 0$, $\upsilon = 0$. Так как в пучке отсутствуют молекулы в состоянии $J = 0$, $\upsilon = 0$, то найденное число молекул является числом активных молекул.

Максимальная энергия, которая может быть излучена в резонатор, равна

$$E_{\text{макс}} = 1{,}6 \cdot 10^{-14}\,\text{Вт}. \tag{30}$$

Из формулы (28) найдем добротность резонатора, при которой получается самовозбуждение:

$$Q > 3Vh(\Delta\nu)^2 \big/ 2N_{\text{акт}} |\mu_n^m|^2. \tag{31}$$

Пусть $V = 5$ см^3, $(\Delta\nu)^2 = 5 \cdot 10^7$ сек$^{-2}$, тогда в данном случае

$$Q > 7 \cdot 10^6. \tag{32}$$

Так как такой резонатор сделать практически невозможно, то получить самовозбуждение в нашем случае также невозможно. Однако, ввиду того что плотность пучка в нашем случае далеко не является предельной для длины свободного пробега молекул, равной 1 см, режим самовозбуждения можно осуществить при практически достижимых добротностях, значительно повысив плотность молекулярного пучка.

При легко достижимых добротностях $\sim 5 \cdot 10^3$ и при числе активных молекул $\sim 3 \cdot 10^9$ вращательный переход может быть изучен при помощи индуцированного излучения. Найдем величину мощности, которую необходимо иметь для создания в резонаторе оптимальной плотности энергии для индуцированного излучения молекул. Вследствие того что $|\mu_n^m| = |\mu_m^n|$, величину $P_{\text{опт}}$ можно получить из (21):

$$P_{\text{опт}} = 4{,}9 \cdot 10^{-11}\,\text{Вт}. \tag{33}$$

Согласно (24), при $F = 40$, $\Delta f = 0.1$ Гц минимально обнаруживаемое изменение мощности равно

$$\Delta P_{\text{мин}} = 2 \cdot 10^{-15}\,\text{Вт}, \tag{34}$$

т.е. при указанной плотности пучка получается превышение сигнала над шумом в 7 раз.

Литература

1. *H.K. Hughes*. Phys. Rev. 1947. Vol. 72. P. 614.
2. *В. Гайтлер*. Квантовая теория излучения. Гостехтеоретиздат, 1940.

About possible methods for obtaining active molecules for a molecular oscillator[#]

N.G. Basov and A.M. Prokhorov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted November 1, 1954

We pointed out in [1] that high-resolution spectroscopes can be fabricated using molecular beams. We also indicated in this paper the possibility for creating a molecular oscillator. Active molecules for obtaining the self-excitation regime in a molecular oscillator can be produced by deviating the beam molecules in inhomogeneous electric and magnetic fields. This method was used for obtaining active molecules in the fabricated molecular oscillator [2].

There is also another way for producing active molecules, namely, by pre-irradiating the molecular beam by an additional high-frequency field causing resonance transitions between different levels of the molecules. Figures 1 and 2 show possible variants of using the additional radiation at frequency ν_{add} for enriching the upper level to obtain the self-excitation regime at the frequency ν_{g}.

In the case depicted in Fig. 1, active molecules at the first level are produced due to the transfer of the molecules from the third level by a high-frequency field. If the high-frequency field has a sufficient power so that to achieve the saturation effect, the number of active molecules is

$$\tfrac{1}{2}\left(N_3 - N_1\right) + N_1 - N_2, \tag{1}$$

where N_i is the number of molecules at the ith level.

The number of active molecules at the first level increases with increasing the energy difference between the first and third levels with respect to the energy difference between the first and second levels. In this case, we should take into account that the number of molecules at the levels in the thermodynamic equilibrium is determined by the Boltzmann factor

$$N_i \sim e^{-E_i/kT}, \tag{2}$$

where E_i is the energy of the ith level and T is the absolute temperature of beam molecules.

The same assumptions are valid for the case presented in Fig. 2; however, in this case, the number of molecules at the second level decreases instead of an increase in their number at the first level. The number of active molecules in this case is

$$\tfrac{1}{2}\left(N_2 - N_3\right) + N_1 - N_2. \tag{3}$$

[#] Sov. Phys.-JETP. 1955. Vol. 1. PP. 184–185.

О возможных методах получения активных молекул для молекулярного генератора[♯]

Н.Г. Басов, А.М. Прохоров

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 1 ноября 1954 г.

Как было указано в статье [1], для создания спектроскопов высокой разрешающей силы необходимо использование молекулярных пучков. В этой же статье было указано на возможность создания молекулярного генератора. Активные молекулы для получения режима самовозбуждения в молекулярном генераторе предлагалось получать путем отклонения молекул пучка в неоднородных электрических или магнитных полях. Такой способ получения активных молекул был применен в построенном молекулярном генераторе [2].

Имеется еще другой путь получения активных молекул, а именно предварительное облучение молекулярного пучка вспомогательным высокочастотным полем, вызывающим резонансные переходы между различными уровнями молекул. На рис. 1 и 2 указаны возможные варианты использования вспомогательного излучения частоты $\nu_{\text{всп}}$ для обогащения верхнего уровня в целях получения режима самовозбуждения на частоте $\nu_{\text{г}}$.

В случае, изображенном на рис. 1, активные молекулы на первом уровне получаются за счет переброса высокочастотным полем молекул с третьего уровня. Если высокочастотное поле обладает достаточной мощностью, так что достигается эффект насыщения, то число активных молекул равно

$$\tfrac{1}{2}\left(N_3 - N_1\right) + N_1 - N_2, \tag{1}$$

где N_i — число молекул на i-м уровне.

Число активных молекул на первом уровне увеличивается с увеличением разности энергий между первым и третьим уровнями по отношению к разности энергии между первым и вторым уровнями. При этом следует учитывать, что число молекул на уровнях при термодинамическом равновесии определяется фактором Больцмана

$$N_i \sim e^{-E_i/kT}, \tag{2}$$

где E_i — энергия i-го уровня, T — абсолютная температура молекул пучка.

Те же рассуждения справедливы для случая, изображенного на рис. 2, только вместо увеличения числа молекул на первом уровне здесь происходит уменьшение числа молекул на втором уровне. Число активных молекул в этом случае равно

$$\tfrac{1}{2}\left(N_2 - N_3\right) + N_1 - N_2. \tag{3}$$

[♯] ЖЭТФ. 1955. Т. 28, вып. 2. С. 249–250.

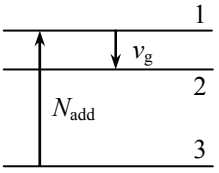


Fig. 1

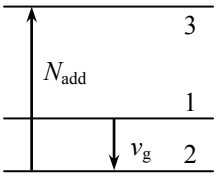


Fig. 2

The methods we proposed can be used, for example, in the following cases.

(i) Levels 1 and 2 are adjacent rotational levels belonging to the same vibrational state of molecules, while level 3 belongs to the adjacent vibrational state of the molecule, the rotational quantum number of this level differing from the rotational quantum number of levels 1 and 2 by $\Delta = 0, \pm 1$.

It is convenient to use the $\Delta J = \pm 1$ transitions between the vibrational levels, because in this case not very stringent requirements are imposed on the monochromacity of additional radiation. Because the transitions between the vibrational levels of most molecules fall into the infrared region, the additional radiation should belong to this frequency range. Note that the power of the presently existing infrared thermal sources is insufficient for obtaining the saturation effect.

(ii) Levels 1, 2, and 3 are the rotational levels of asymmetric top molecules.

(iii) Levels 1 and 2 are the superfine-structure levels, belonging to the same rotational state, while level 3 is the superfine-structure level of the adjacent rotational level with respect to 1 to 2[1].

(iv) Levels 1 and 2 are the levels caused by the inversion doubling, which belong to the same rotational state, while level 3 is one of the inversion levels of the adjacent rotational state.

The above methods can allow one to obtain a sufficient number of active molecules for creating low-frequency molecular oscillators.

References

1. *N.G. Basov and A.M. Prokhorov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1954. Vol. 27. P. 431.
2. *J.P. Gordon, H.J. Zeiger, and C.H. Townes*. Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P. 282.

[1] This method is unsuitable for linear molecules where the transition between the superfine structure levels is forbidden at $\Delta J = 0$.

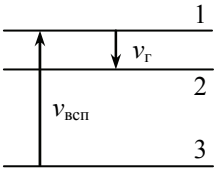


Рис. 1

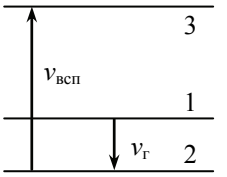


Рис. 2

Предложенные нами методы могут быть использованы, например, в следующих случаях.

1. Уровни 1 и 2 являются соседними вращательными уровнями, принадлежащими одному и тому же колебательному состоянию молекул, а уровень 3 принадлежит соседнему колебательному состоянию молекулы, причем вращательное квантовое число этого уровня отличается от вращательного квантового числа уровней 1 и 2 на $\Delta = 0, \pm 1$.

Удобно пользоваться переходами между колебательными уровнями с изменением $\Delta J = \pm 1$, так как в этом случае предъявляются не слишком высокие требования к монохроматичности вспомогательного излучения. Так как переходы между колебательными уровнями большинства молекул попадают в инфракрасную область спектра, то вспомогательное излучение должно принадлежать к этой области частот. Следует заметить, что мощность тепловых источников инфракрасного излучения существующей в настоящее время конструкции недостаточна для получения эффекта насыщения.

2. Уровни 1, 2 и 3 являются вращательными уровнями молекул типа асимметричного волчка.

3. Уровни 1 и 2 являются уровнями сверхтонкой структуры, принадлежащими одному и тому же вращательному состоянию, а уровень 3 является уровнем сверхтонкой структуры соседнего вращательного уровня по отношению к 1 и 2[1].

4. Уровни 1 и 2 являются уровнями, обусловленными инверсионным удвоением, принадлежащими одному и тому же вращательному состоянию, а уровень 3 является одним из инверсионных уровней соседнего вращательного состояния.

Предложенные методы могут позволить получить достаточное число активных молекул в целях создания низкочастотных молекулярных генераторов.

Литература

1. *Н.Г. Басов, А.М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1954. Т. 27. С. 431.
2. *J.P. Gordon, H.J. Zeiger, C.H. Townes*. Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P. 282.

[1] Этот метод непригоден для линейных молекул, у которых переход между уровнями сверхтонкой структуры при $\Delta J = 0$ запрещен.

The fine structure of the spectrum of the paramagnetic resonance of the ion Cr^{3+} in chromium corundum[♯]

A.A. Manenkov and A.M. Prokhorov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted February 26, 1955

The paramagnetic resonance of chromium slats has been studied mostly in alums. The crystalline electric field, acting on a chromium ion in these combinations, has trigonal symmetry, and creates the splitting of two Kramers spin doublets (in the absence of an external magnetic field) in the interval from 0.12 to 0.18 cm^{-1}, depending on the type of alum [1].

We have investigated the spectrum of the paramagnetic resonance in a strong solution Al_2O_3–Cr_2O_3 (chromium corundum), at a chromium concentration of 0.05 %. Earlier, this combination was investigated by Kashaev [2]; however, the author failed to explain the spectrum observed by him. We investigated the above-named combination at two frequencies, $\nu_1 = 11970$ MHz and $\nu_2 = 8960$ MHz, at room temperature.

Chromium corundum represents a uniaxial crystal. When the axis of symmetry of the crystal is parallel to the direction of the applied external magnetic field, a fine structure of the spectrum of paramagnetic resonance is observed, consisting of three lines which correspond to an electronic spin of Cr^{3+} equal to $3/2$. At the frequency $\nu_2 = 8960$ MHz, two of the observed lines are due to the magnetic dipole transitions $M = 3/2 \leftrightarrow 1/2$, and one of the lines is due to the transition $M = 1/2 \leftrightarrow -1/2$. The transition $M = -3/2 \leftrightarrow -1/2$ is not observed at this frequency, since the initial splitting of the levels $M = \pm 1/2$ and $M = \pm 3/2$ created by the internal crystalline electric field is greater than $h\nu_2$. At the frequency $\nu_1 = 11970$ MHz the observed lines of the fine structure are due to the transitions

$$M = 3/2 \leftrightarrow 1/2, \quad M = 1/2 \leftrightarrow -1/2, \quad M = -3/2 \leftrightarrow -1/2.$$

When the axis of symmetry is perpendicular to the direction of the external magnetic field, two lines are observed at the frequency $\nu_2 = 8960$ MHz, and four lines at the frequency $\nu_1 = 11970$ MHz. Here in agreement with theory, the relative intensities of the lines depend on the angle between the axis of symmetry of the crystal and the direction of the radiofrequency field.

Assuming that the chromium ion is acted on by an electric field with trigonal symmetry, the observed spectrum may be described with the aid of the following Hamiltonian [1]:

[♯] Sov. Phys.-JETP. 1955. Vol. 1. P. 611.

Тонкая структура спектра парамагнитного резонанса иона Cr^{3+} в хромовом корунде[#]

А.А. Маненков, А.М. Прохоров

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 26 февраля 1955 г.

Парамагнитный резонанс хромовых солей наиболее хорошо изучен на квасцах. Электрическое кристаллическое поле, действующее на ион хрома в этих соединениях, имеет тригональную симметрию и создает расщепление двух крамерсовых спиновых дублетов (в отсутствие внешнего магнитного поля) в интервале от 0,12 до 0,18 $см^{-1}$ в зависимости от типа квасцов [1].

Нами был исследован спектр парамагнитного резонанса в твердом растворе Al_2O_3–Cr_2O_3 (хромовый корунд) при концентрации хрома 0,05 %. Ранее это соединение было исследовано в работе [2], однако автору не удалось объяснить наблюдавшийся им спектр. Мы исследовали названное соединение на двух частотах, $\nu_1 = 11970$ МГц и $\nu_2 = 8960$ МГц, при комнатной температуре.

Хромовый корунд представляет собой одноосный кристалл. Когда ось симметрии кристалла параллельна направлению приложенного внешнего магнитного поля, наблюдается тонкая структура спектра парамагнитного резонанса, состоящая из трех линий, что соответствует электронному спину Cr^{3+}, равному $3/2$. На частоте $\nu_2 = 8960$ МГц две наблюдаемые линии обусловлены магнитными дипольными переходами $M = 3/2 \leftrightarrow 1/2$ и одна линия — переходом $M = 1/2 \leftrightarrow -1/2$. Переход $M = -3/2 \leftrightarrow -1/2$. на этой частоте не наблюдается вследствие того, что начальное расщепление уровней $M = \pm 1/2$ и $\pm 3/2$, созданное внутренним электрическим кристаллическим полем, больше $h\nu_2$. На частоте $\nu_1 = 11970$ МГц наблюдаемые линии тонкой структуры обусловлены переходами

$$M = 3/2 \leftrightarrow 1/2, \quad M = 1/2 \leftrightarrow -1/2, \quad M = -3/2 \leftrightarrow -1/2.$$

Когда ось симметрии перпендикулярна направлению внешнего магнитного поля, наблюдаются две линии на частоте 8960 МГц и четыре линии на частоте 11970 МГц. При этом, в согласии с теорией, относительные интенсивности линий зависят от угла между осью симметрии кристалла и направлением радиочастотного поля.

Предполагая, что на ион хрома действует электрическое поле тригональной симметрии, можно описать наблюдаемый спектр при помощи следующего гамильтониана [1]:

[#] ЖЭТФ. 1955. Т. 28, вып. 6. С. 762.

$$\hat{H} = D\left[\hat{S}_z^2 - \tfrac{1}{3}S(S+1)\right] + g_{\|}\beta H_z\hat{S}_z + g_{\perp}\beta\left(H_x\hat{S}_x + H_y\hat{S}_y\right),$$

where D is a constant characterizing the splitting of the levels in the crystalline electric field, S is the electron spin, $\hat{S}_x, \hat{S}_y, \hat{S}_z$ are the components of the spin operator, $g_{\|}$ and $g_{\perp}$ are spectroscopic splitting factors corresponding to parallel and perpendicular orientation of the crystal with respect to the external magnetic field, β is the Bohr magneton, and H_x, H_y, H_z are the components of the magnetic field intensity.

The initial splitting of the spin levels in the absence of the magnetic field $|2D|$ was found to be 0.3824 cm^{-1} which exceeds the splitting in alum by more than a factor of two. The g-factors are $g_{\|} = 1.984 \pm 0.0006$, $g_{\perp} = 1.9867 \pm 0.0006$.

References

1. *B. Bleaney and K.W.H. Stevens*. Rep. Progr. Phys. 1953. Vol. 16. P. 108.
2. *S.Kh.G. Kashaev*. Dissertation. Molotov University, 1954.

Н.Г. Басов и А.М. Прохоров во время Великой Отечественной войны
N.G. Basov (left) and A.M. Prokhorov (right) during the Great Patriotic war

$$\hat{H} = D\left[\hat{S}_z^2 - \tfrac{1}{3}S(S+1)\right] + g_{\|}\beta H_z\hat{S}_z + g_{\perp}\beta\left(H_x\hat{S}_x + H_y\hat{S}_y\right),$$

где D — константа, характеризующая расщепление уровней в электрическом поле кристалла; S — электронный спин; $\hat{S}_x, \hat{S}_y, \hat{S}_z$ — операторы компонент спина; $g_{\|}$ и $g_{\perp}$ — факторы спектроскопического расщепления, соответствующие параллельной и перпендикулярной ориентации кристалла относительно внешнего магнитного поля; β — магнетон Бора; H_x, H_y, H_z — составляющие напряженности магнитного поля.

Начальное расщепление спиновых уровней в отсутствие магнитного поля $|2D|$ оказалось равным 0,3824 см$^{-1}$, что более чем в 2 раза превышает расщепление в квасцах, а g-факторы равны

$$g_{\|} = 1{,}9894 \pm 0{,}0006, \quad g_{\perp} = 1{,}9867 \pm 0{,}0006.$$

Литература

1. *B. Bleaney, K.W.H. Stevens*. Rep. Progr. Phys. 1953. Vol. 16. P. 108.
2. *С.-Х.Г. Кашаев*. Диссертация. Молотовский ун-т, 1954.

А.А. Маненков и Н.В. Карлов, 1976 г.
A.A. Manenkov and N.V. Karlov, 1976

Molecular amplifier and generator for submillimeter waves[#]

A.M. Prokhorov

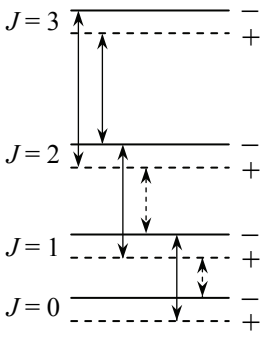
P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted April 1, 1958

In the present paper we consider the possibility of constructing a molecular amplifier and generator (MAG), for waves shorter than 1 mm, using ammonia molecules. The rotational transitions of the NH_3 molecules lie in the wavelength region below 1 mm. These transitions can be used to construct the MAG. The rotational transitions are sorted out at the same time as the inversion levels, viz.: molecules in the lower inversion level are sorted out by passing the molecular beam through a quadrupole condenser. The system of rotational-inversion levels after sorting is given in the figure for $J = 3$, 2, 1, and 0 and for $K = 0$. Levels which are not occupied by molecules are shown by dotted lines. The solid arrows show transitions increasing the energy of the incident radiation; dotted arrows show those absorbing energy.

An amplifier can be constructed using a device in which the radiation coming from one horn crosses a number of molecular beams and falls on a second horn. If the average density of the number of active molecules is equal to N, the coefficient of negative absorption is determined by the equation

$$\alpha = 8\pi^2 \nu\, |\mu_{mn}|^2 N / hc\Delta\nu, \tag{1}$$

where ν is the frequency of the transition, μ_{mn} the dipole-moment matrix element, $\Delta\nu$ the line width, h Planck's constant, and c the velocity of light.



The rotational spectrum of NH_3 for $J = 3$, 2, 1, and 0, and for $K = 0$

If the power of the radiation leaving horn 1 is equal to P_0, the power after passing a path l and entering horn 2 rises to $P_k = P_0\, e^{\alpha l}$. Let $\nu = 6\times10^{11}$ Hz ($\lambda = 0.5$ mm), $|\mu_{mn}|^2 = 2\times10^{-36}$, $\Delta\nu = 5\times10^3$ Hz, and $N = 10^{10}$ cm^{-3}. Then $\alpha = 1$ cm^{-1}. If $l = 10$ cm, $P_k/P_0 = 2.2\times10^4$. The maximum power which such a beam can produce is about one microwatt. To construct a molecular generator one can use two plane-parallel mirrors as the resonator. If the distance between the mirrors is l, the reflection coefficient of the mirrors is k, and we assume that energy losses of the plane waves occur only upon reflection from the mirrors, the Q-factor of such a system is equal to

$$Q = \frac{2\pi l}{\lambda}\left(1-k\right)^{-1}. \tag{2}$$

[#] Sov. Phys.-JETP. 1958. Vol. 7. PP. 1140–1141.

О молекулярном усилителе и генераторе на субмиллиметровых волнах[♯]

А.М. Прохоров

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 1 апреля 1958 г.

В настоящей работе рассматривается возможность создания молекулярного усилителя и генератора (МУГ) на волнах короче 1 мм с использованием молекул аммиака. Вращательные переходы молекул NH_3 лежат в области волн короче 1 мм. Эти переходы могут быть использованы для создания МУГ. Сортировка вращательных переходов осуществляется одновременно с сортировкой по инверсионным уровням — молекулы, находящиеся на нижнем инверсионном уровне, отсортировываются при пропускании пучка молекул через квадрупольный конденсатор. Система вращательно-инверсионных уровней после сортировки изображена на рис. 1 для $J = 3, 2, 1, 0$ и $K = 0$, причем уровни, на которых нет молекул, показаны пунктиром. Сплошными стрелками указаны переходы, увеличивающие энергию падающего излучения, а пунктирными — поглощающие излучение.

Для создания усилителя можно использовать устройство, в котором излучение, выходя из одного рупора, пересекает ряд молекулярных пучков и попадает в другой рупор. Если средняя плотность числа активных молекул равна N, то коэффициент отрицательного поглощения определяется формулой

$$\alpha = 8\pi^2 \nu\, |\mu_{mn}|^2 N / hc\Delta\nu, \tag{1}$$

где ν — частота перехода, μ_{mn} — матричный элемент дипольного момента, $\Delta\nu$ — ширина линии, h — постоянная Планка, c — скорость света.

Если на выходе рупора 1 мощность излучения равна P_0, то на входе рупора 2 после прохождения пути l мощность возрастает и станет равной $P_k = P_0\, e^{\alpha l}$. Пусть $\nu = 6\cdot10^{11}$ Гц ($\lambda = 0{,}5$ мм), $|\mu_{mn}|^2 = 2\cdot10^{-36}$, $\Delta\nu = 5\cdot10^3$ Гц, $N = 10^{10}$ см$^{-3}$. Тогда $\alpha = 1$ см$^{-1}$. Если $l = 10$ см, то $P_k/P_0 = 2{,}2\cdot10^4$. Максимальная мощность, которую может отдать такой пучок, составляет около 1 мкВт. Для создания молекулярного генератора в качестве резонатора можно использовать два плоскопараллельных зеркала. Если расстояние между зеркалами равно l и коэффициент отражения от зеркала равен

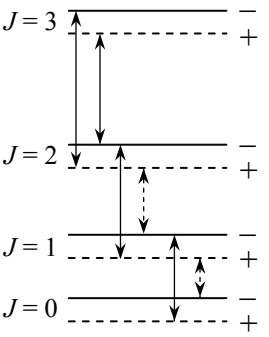


Рис. 1. Вращательный спектр NH_3 для $J = 3$, 2, 1, 0 и $K = 0$

[♯] ЖЭТФ. 1958. Т. 34, вып. 6. С. 1658–1659.

If $l = 1$ cm, $\lambda = 0.05$ cm, $k = 0.95$, then $Q = 2400$. However, energy losses occur also because the wave is not plane but has an angular spread $2\theta \approx \lambda/D$, where D is the linear dimension of the mirror. Because of this effect, the energy P_n after n reflections will be

$$P_n = P_0\left(1 + \frac{nl\lambda}{D^2}\right)^{-2}. \tag{3}$$

The quantity nl is the path traversed by the wave during the n reflections. This time is equal to $\tau = nl/c$.

If we know the Q-factor of the system, the time in which the power decreases by a factor e is equal to $\tau = Q/2\pi\nu$. During this time the wave traverses a path $nl = c\tau$; if $Q = 2400$, and $\nu = 6\times10^{11}$ Hz, $nl = 21$ cm.

If $D = 3$ cm, we get from (3) $P_n = 0.8P_0$, i.e., in our case the losses during reflection play the dominant part.

The condition for self-excitation can be written in the form

$$ke^{\alpha l} > 1. \tag{4}$$

If $\alpha = 1$ cm^{-1}, $l = 1$ cm, $k = 0.95$, condition (4) is satisfied by a wide margin. If $e^{\alpha l} \gg 1$, self-excitation occurs for small k.

Н.Г. Басов
N.G. Basov

k (считая, что потери энергии плоской волны происходят только при отражении от зеркала), то добротность такой системы равна

$$Q = \frac{2\pi l}{\lambda}(1-k)^{-1}. \qquad (2)$$

Если $l = 1$ см, $\lambda = 0{,}05$ см, $k = 0{,}95$, то $Q = 2400$. Однако потери энергии происходят также из-за того, что волна не является плоской, а имеет угол расхождения $2\theta \approx \lambda/D$, где D — линейные размеры зеркала. Из-за этого эффекта величина энергии P_n после n отражений станет равной

$$P_n = P_0\left(1+\frac{nl\lambda}{D^2}\right)^{-2}. \qquad (3)$$

Величина nl есть путь, пройденный волной за время n отражений. Это время равно $\tau = nl/c$.

Если мы знаем добротность системы, то время, за которое мощность убывает в e раз, равно $\tau = Q/2\pi\nu$. За это время волна пройдет путь $nl = c\tau$; если $Q = 2400$, а $\nu = 6\cdot10^{11}$ Гц, то $nl = 21$ см.

Если $D = 3$ см, то из (3) получаем, что $P_n = 0{,}8P_0$, т.е. в нашем случае потери при отражении играют главную роль.

Условие самовозбуждения запишется в виде

$$ke^{\alpha l} > 1. \qquad (4)$$

Если $\alpha = 1$ см$^{-1}$, $l = 1$ см, $k = 0{,}95$, условие (4) значительно перевыполняется. Если $e^{\alpha l} \gg 1$, самовозбуждение наступает при небольших k.

А.М. Прохоров
A.M. Prokhorov

A chromium corundum paramagnetic amplifier and generator[#]

G.M. Zverev, L.S. Kornienko, A.A. Manenkov, and A.M. Prokhorov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted April 1, 1958

In reference [1] it was proposed to use a molecular system possessing three energy levels for the construction of molecular amplifiers and generators. Later this problem was considered in more detail as applied to paramagnetic crystals [2]. There are reports about the construction of three-level paramagnetic amplifiers using a single crystal of gadolinium ethylsulphate [3] and a single crystal of chromium cyanide [4, 5]. We have investigated the possibility of constructing a paramagnetic amplifier and generator using a single crystal of chromium corundum ($Al_2O_3 \cdot Cr_2O_3$). The spectrum of Cr^{3+} in corundum was investigated in a number of papers [6–9]. The Cr^{3+} ion in corundum is in an axial electrical field which splits the spin quadruplet of the lower orbital singlet level into two doublets, the distance between which is equal to $2D = -0.3824$ cm^{-1}. The spin-lattice relaxation time of Cr^{3+}, even at liquid nitrogen temperatures, is sufficiently long [10], ~10^{-4} s.

For a paramagnetic amplifier, we have used the levels that are characterized by the quantum numbers $M = 3/2, \pm 1/2$ when the crystalline axis is oriented parallel to the constant external magnetic field. If the axis of the crystal is turned, the states mix and transitions between all three levels become allowed. The levels $M = -1/2, 1/2$ were used for amplification, and the auxiliary radiation excited transitions between the levels $M = 1/2, -3/2$. The frequency at which emission (or generation) occurred was ~3000 MHz and the frequency of the auxiliary radiation ~15000 MHz.

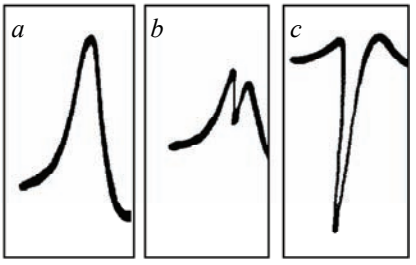


Fig. 1. Photograph of the $M = 3/2 \rightarrow 1/2$ absorption line at 3000 MHz for different power levels of the auxiliary radiation P_{aux}. Fig. 1*a* corresponds to $P_{aux} = 0$. Fig. 1*c* corresponds to a value of P_{aux} at which saturation is reached. Fig. 1*b* corresponds to an intermediate case

In the figure we show photographs of the line corresponding to the $-1/2 \leftrightarrow +1/2$ transition at a frequency of 3000 MHz, as a function of the power level of the auxiliary radiation. It is clear from the photographs how the absorption line (1*a*) goes over into an emission line (1*c*) when the power of the auxiliary radiation is increased. At $T \sim 2$ K, the system became self-excited and acted as a generator.

[#] Sov. Phys.-JETP. 1958. Vol. 7. PP. 1141–1142.

Парамагнитный усилитель и генератор на хромовом корунде[#]

Г.М. Зверев, Л.С. Корниенко, А.А. Маненков, А.М. Прохоров

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 1 апреля 1958 г.

В [1] было предложено использовать молекулярную систему, имеющую три энергетических уровня, для создания молекулярных усилителей и генераторов. Позднее этот вопрос был более детально рассмотрен в применении к парамагнитным кристаллам [2]. Имеются сообщения о постройке трехуровневых парамагнитных усилителей с использованием монокристалла этилсульфата гадолиния [3] и монокристалла хромового цианида [4, 5]. Нами была исследована возможность создания парамагнитного усилителя и генератора с использованием монокристалла хромового корунда ($Al_2O_3 \cdot Cr_2O_3$). Спектр Cr^{3+} в корунде исследовался в ряде работ [6–9]. Ион Cr^{3+} в корунде находится в аксиальном электрическом поле, которое расщепляет спиновый квадруплет нижнего синглетного орбитального уровня на два дублета, расстояние между которыми равно $2D = -0{,}3824$ см$^{-1}$. Время спин-решеточной релаксации Cr^{3+} даже при температуре жидкого азота является достаточно длинным ~10^{-4} с [10].

Для парамагнитного усилителя мы использовали уровни, которые в случае параллельной ориентации оси кристалла относительно внешнего постоянного магнитного поля характеризуются квантовыми числами $M = 3/2, \pm 1/2$. При повороте оси кристалла состояния перемешиваются и становятся разрешенными переходы между всеми тремя уровнями. Для усиления используются уровни $M = -1/2, 1/2$, а вспомогательное излучение возбуждает переходы между уровнями $M = 1/2, -3/2$. Частота, на которой происходит усиление (или генерация), была ~3000 МГц, а частота вспомогательного излучения ~15000 МГц.

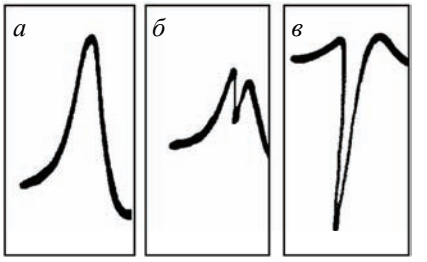


Рис. 1. Фотографии линии поглощения $M = 3/2 \to 1/2$ на частоте 3000 МГц при различных уровнях мощности вспомогательного излучения $P_{всп}$. Рис. 1*а* соответствует $P_{всп} = 0$; рис. 1*в* соответствует мощности $P_{всп}$, при которой достигается эффект насыщения; рис. 1*б* соответствует промежуточному случаю

На рис. 1 приведены фотографии линии, соответствующие переходу $-1/2 \leftrightarrow$

[#] ЖЭТФ. 1958. Т. 34, вып. 6. С. 1660–1661.

Detailed data on the operation of the constructed amplifier will be published later.

The authors express their gratitude to Prof. A.I. Shal'nikov for his assistance with the performance of the experiments at low temperatures.

References

1. *N.G. Basov and A.M. Prokhorov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1955. Vol. 28. P. 249 [Sov. Phys.-JETP. 1955. Vol. 1. P. 184].
2. *N. Bloembergen*. Phys. Rev. 1956. Vol. 104. P. 324.
3. *H.E. Scovil, G. Feher, and H. Seidel*. Phys. Rev. 1957. Vol. 105. P. 762.
4. *W.N. Culver*. Science. 1957. Vol. 126. P. 810.
5. *A.L. McWhorter, J.W. Meyer, and P.D. Strum*. Phys. Rev. 1957. Vol. 108. P. 1642.
6. *A.A. Manenkov and A.M. Prokhorov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1955. Vol. 28. P. 762 [Sov. Phys.-JETP. 1955. Vol. 1. P. 611].
7. *M.M. Zaripov and Yu.Ya. Shamonin*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1956. Vol. 30. P. 291 [Sov. Phys.-JETP. 1956. Vol. 3. P. 171].
8. *A.A. Manenkov and A.M. Prokhorov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1956. Vol. 31. P. 346 [Sov. Phys.-JETP. 1957. Vol. 4. P. 288].
9. *G.M. Zverev and A.M. Prokhorov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1958. Vol. 34. P. 1023 [Sov. Phys.-JETP. 1958. Vol. 7. P. 707].
10. *P.P. Pashinin and A.M. Prokhorov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1958. Vol. 34. P. 777 [Sov. Phys.-JETP. 1958. Vol. 7. P. 535].

Г. Цайгер, Н.Г. Басов, Дж. Гордон, А.М. Прохоров и Ч. Таунс, 1959 г.
H.J. Zeiger, N.G. Basov, J.P. Gordon, A.M. Prokhorov, and C.H. Townes, 1959

$\leftrightarrow +\frac{1}{2}$ на частоте 3000 МГц в зависимости от уровня мощности вспомогательного излучения. Из фотографий видно, как линия поглощения (рис. 1*а*) переходит в линию испускания (рис. 1*в*) при повышении мощности вспомогательного излучения. При $T \sim 2$ К система самовозбуждалась и работала как генератор.

Подробные данные о работе построенного усилителя будут опубликованы позднее.

Авторы выражают благодарность проф. А.И. Шальникову за помощь при проведении экспериментов при низких температурах.

Литература

1. *Н.Г. Басов, А.М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1955. Т. 28. С. 249.
2. *N. Bloembergen*. Phys. Rev. 1956. Vol. 104. P. 324.
3. *H.E. Scovil, G. Feher, H. Seidel*. Phys. Rev. 1957. Vol. 105. P. 762.
4. *W.N. Culver*. Science. 1957. Vol. 126. P. 810.
5. *A.L. McWhorter, J.W. Meyer, P.D. Strum*. Phys. Rev. 1957. Vol. 108. P. 1642.
6. *А.А. Маненков, А.М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1955. Т. 28. С. 762.
7. *М.М. Зарипов, Ю.Я. Шамонин*. ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 291.
8. *А.А. Маненков, А.М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 346.
9. *Г.М. Зверев, А.М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 1023.
10. *П.П. Пашинин, А.М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 777.

Н.Г. Басов и А.М. Прохоров, 1964 г.
N.G. Basov and A.M. Prokhorov, 1964

Quantum-mechanical semiconductor generators and amplifiers of electromagnetic oscillations[#]

N.G. Basov, B.M. Vul, and Yu.M. Popov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted May 18, 1959

In the present note we consider the possibility of using the electronic transitions between the conduction band (valence band) and the donor (acceptor) impurity levels of a semiconductor to obtain electromagnetic radiation assisted by the phenomenon of stimulated emission in a fashion similar to that which takes place in the molecular generator [1].

To make semiconductor generators and amplifiers, one needs to obtain such a distribution of electrons (holes) in the conduction (valence) band as would exist if the effective temperature of the conduction electrons (holes) relative to the ionized donors (acceptors) were negative. Such a semiconductor has negative losses at the frequency corresponding to transitions of electrons (holes) from the conduction (valence) band to the impurity level. Therefore, on irradiating a semiconductor in the condition described above with an electromagnetic wave, it is possible to obtain amplification of this wave due to the quanta of stimulated emission. Further, on fulfilling certain conditions (the conditions of self-excitation), such a device can function as a generator.

To obtain negative temperatures it is proposed to use the impurity ionization mechanism which operates in a semiconductor specimen at a low temperature when an electric field pulse is applied.

The peak voltage of the pulse is chosen so that impact ionization of the impurity atoms or direct field-extraction results. Thus, the number of electrons (holes) in the conduction (valence) band increases sharply, so that practically all the impurity atoms are ionized. Provided the decay of the voltage pulse is sufficiently rapid, all the electrons (holes) fall to the lowest energy levels of the corresponding band. The electron (hole) density and the crystal temperature should be chosen so that in the conduction (valence) band a state is thus created which is almost degenerate and which is equivalent to a negative temperature relative to the donor (acceptor) levels.

The state of negative temperature will be preserved for the relaxation time of the electrons (holes) with the vacant impurity levels. For impurity contents sufficiently small compared with the number of atoms in the crystalline lattice, the lifetime τ_2 of conduction electrons (holes) will be much larger than the time τ_1 between collisions of the electrons (holes) with the lattice. The time τ_2 can be controlled by

[#] Sov. Phys.-JETP. 1960. Vol. 10. P. 416.

The present work was registered with the Committee on Discoveries and Inventions of the Council of Ministers of the U.S.S.R., with priority date July 7, 1958.

Квантовомеханические полупроводниковые генераторы и усилители электромагнитных колебаний[♯]

Н.Г. Басов, Б.М. Вул, Ю.М. Попов

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 18 мая 1959 г.

В настоящей заметке рассматривается возможность использования электронных переходов между зоной проводимости (валентной зоной) и донорными (акцепторными) примесными уровнями полупроводника для получения электромагнитного излучения с помощью механизма индуцированного излучения подобно тому, как это имеет место в молекулярном генераторе [1].

Для осуществления полупроводниковых генераторов и усилителей необходимо получить такое распределение электронов (дырок) в зоне проводимости (валентной зоне), когда эффективная температура электронов проводимости (дырок) по отношению к ионизованным донорам (акцепторам) является отрицательной. Такой полупроводник обладает отрицательными потерями на частоте переходов электронов (дырок) из зоны проводимости (валентной зоны) на примесный уровень. Поэтому при облучении находящегося в указанном выше состоянии полупроводника электромагнитной волной можно получить усиление этой волны за счет квантов индуцированного испускания. Более того, при выполнении некоторых условий (условий самовозбуждения) такой прибор может работать как генератор.

Для получения отрицательных температур предлагается использовать механизм ионизации примесей полупроводникового образца, находящегося при низкой температуре, под действием импульса электрического поля.

Пиковое напряжение импульса выбирается таким, чтобы вызвать ударную ионизацию атомов примесей или непосредственное вырывание полем. При этом количество электронов (дырок) в зоне проводимости (в валентной зоне) резко возрастает, так что практически все атомы примесей оказываются ионизованными. При достаточно быстром спадании напряжения импульса все электроны (дырки) перейдут на наиболее низкие энергетические уровни соответствующей зоны. Плотность электронов (дырок) и температура кристалла должны быть выбраны такими, чтобы в зоне проводимости (валентной зоне) создавалось при этом состояние, близкое к вырождению, что эквивалентно отрицательной температуре по отношению к донорным (акцепторным) уровням.

Состояние с отрицательной температурой будет сохраняться в течение времени релаксации электронов (дырок) с вакантными примесными уровнями.

[♯] ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 587–588.

Настоящая работа зарегистрирована Комитетом по делам изобретений и открытий при Совете Министров СССР с приоритетом 7 июля 1958 г.

the impurity concentration. During the interval τ_2 the system may be used as a generator or amplifier of electromagnetic oscillations. The oscillation frequency is determined by the position of the impurity energy levels relative to the bands. The original spectral line breadth is determined by the energy spread of the occupied levels in the main bands.

For the system to work as a generator it is necessary to satisfy the conditions of self-excitation, which involve the choice of the transmission and reflection coefficients of the waves at the specimen boundary [2, 3]. Reducing the surface reflection coefficients or the dimensions of the specimen can change the system from a generator into an amplifier.

Every pulse of the external voltage will be accompanied by the formation of a state of negative temperature; thus such a system will function in a pulsed manner.

The operating principle in quantum-mechanical semiconductor generators and amplifiers using electronic transitions between two different bands will not differ from that discussed above, since in this case also two characteristic times, τ_1 and τ_2, exist.

References

1. *N.G. Basov and A.M. Prokhorov.* Usp. Fiz. Nauk. 1955. Vol. 57. P. 485 [Sov. Phys.-Usp.].
2. *N.G. Basov*. Radiotekhnika i Elektronika. 1958. Vol. 3. P. 297 [Radio Eng. Electron.].
3. *A.M. Prokhorov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1958. Vol. 34. P. 1658 [Sov. Phys.-JETP. 1958. Vol. 7. P. 1140].

А.М. Прохоров, Ч. Таунс и Н.Г. Басов, 1965 г.
A.M. Prokhorov, C.H. Townes, and N.G. Basov, 1965

При содержании примесей, достаточно малом по сравнению с числом атомов решетки кристалла, время жизни электронов проводимости (дырок валентной зоны) τ_2 значительно больше времени τ_1 между столкновениями электронов (дырок) с решеткой. Время τ_2 может быть регулируемо концентрацией примесей. В течение времени τ_2 система может быть использована в качестве генератора или усилителя электромагнитных колебаний. Частота колебаний определяется энергетическим положением уровней примесей относительно основных полос. Исходная ширина спектральной линии определяется шириной энергетической полосы занятых уровней в основных зонах.

Для того чтобы система работала в режиме генерации, необходимо удовлетворить условиям самовозбуждения, что связано с подбором коэффициентов прохождения и отражения волн на границе образца [2, 3]. Уменьшением коэффициентов поверхностного отражения или уменьшением размеров образца можно перевести систему из режима генерации в режим усиления.

Каждый импульс внешнего напряжения будет сопровождаться образованием состояния с отрицательной температурой, т.е. такая система будет работать в импульсном режиме.

Принцип действия квантовомеханических полупроводниковых генераторов и усилителей, использующих электронные переходы между двумя различными зонами, не будет отличаться от рассмотренного выше, так как и в этом случае существуют два характерных времени τ_1 и τ_2.

Литература

1. *Н.Г. Басов, А.М Прохоров*. УФН. 1955. Т. 57. С. 485.
2. *Н.Г. Басов*. Радиотехника и электроника. 1958. Т. 3. С. 297.
3. *А М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 1658.

Д.В. Скобельцин, А.М. Прохоров, Б.М. Вул и Н.Г. Басов, 1969 г.
D.V. Skobeltsyn, A.M. Prokhorov, B.M. Vul, and N.G. Basov, 1969

Experimental study of disk resonators in the millimeter wavelength range[#]

A.I. Barchukov and A.M. Prokhorov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted June 16, 1959

It was shown in [1] that a system consisting of two parallel mirrors can have a sufficiently high Q-factor at millimeter and submillimeter wavelengths:

$$Q = \frac{2\pi l}{\lambda}(1-k)^{-1}, \tag{1}$$

where l is the distance between the mirrors, and k is their refection coefficient. This expression was derived under assumption that the energy is lost only upon reflections from the mirrors. It is also assumed that the wave is plane.

This paper describes the experimental investigation of disk resonators in the wavelength range from 3 to 12.5 mm, as applied to the problems of radiospectroscopy (Figs. 1 and 2). The experiment shows that a system consisting of two parallel mirrors is well excited both by the magnetic and electric dipoles with a sufficiently high-Q-factor. For example, at a wavelength of 12.5 mm, when the disk diameter is D = 180 mm, we obtained a Q-factor of 7000 to 8000, which according to (1) corresponds to the reflection coefficient equal to 0.999 for $l = \lambda$.

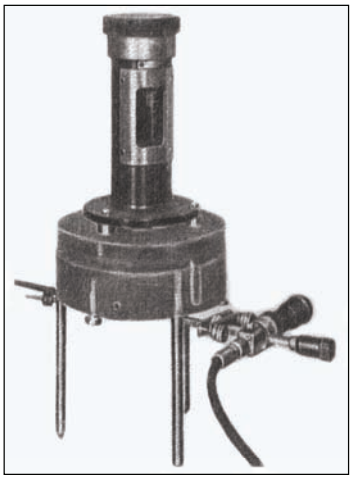


Fig. 1. A disk resonator for the wavelength range of 11 to 13 mm

Studying the field structure showed that an electromagnetic wave excited in the resonator is close to a plane wave with the vectors **E** and **H** parallel to the mirror planes. Measurements of the wavelength in the resonator showed that the wavelength in the direction perpendicular to the disks coincides with the wavelength in the free space with an accuracy of 10^{-3}. The experiment showed that all metal items, slightly inserted to the resonator from one side, almost did not affect the resonance frequency and the Q-factor. Moreover, the resonance frequency virtually does not change if the disks are covered by foil around the edge. The field energy density at the disk edges decreases significantly. The number of wavelengths fitted along the radius can be found experimentally by inserting an open waveguide (with a detector on one of its ends) into the resonator along the radius.

[#] Radiotekh. Elektron. 1959. Vol. 4, No. 12. P. 2094–2095.

Экспериментальное исследование дисковых резонаторов в миллиметровом диапазоне длин волн[#]

А.И. Барчуков, А.М. Прохоров

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 16 июня 1959 г.

В [1] было показано, что система из двух параллельных зеркал может иметь достаточно большую добротность на миллиметровых и субмиллиметровых волнах, а именно

$$Q = \frac{2\pi l}{\lambda}\left(1-k\right)^{-1}. \qquad (1)$$

где l — расстояние между зеркалами, k — коэффициент отражения от зеркал. Формула получена в предположении, что потери энергии происходят только при отражении от зеркал. Предполагается также, что волна плоская.

В данной работе описано проведенное авторами экспериментальное исследование дисковых резонаторов в диапазоне длин волн от 3 до 12,5 мм применительно к задачам радиоспектроскопии (рис. 1 и 2). Опыт показывает, что система из двух параллельных зеркал достаточно хорошо возбуждается как магнитным, так и электрическим диполями с достаточно высокой добротностью. Например, на длине волны 12,5 мм при диаметре дисков $D = 180$ мм была получена добротность 7000–8000, что согласно (1) соответствует коэффициенту отражения, равному 0,999 при $l = \lambda$.

Исследование структуры поля показало, что электромагнитная волна, возбуждаемая в резонаторе, близка к плоской волне с векторами **E** и **H**, параллельными плоскостям зеркал. При измерении длины волны в резонаторе установлено, что длина волны в направлении, перпендикулярном к дискам, совпадает с длиной волны в свободном пространстве с точностью 10^{-3}. Опыт показал, что металлические предметы, слегка вдвигаемые в резонатор с края, практически не влияют на резонансную частоту и добротность. Более того, резонансная частота практически не изменяется, если диски закрыть по краям фольгой. Плотность энергии поля к краям диска значительно спадает. Число длин волн, укладывающихся по радиусу, можно устано-

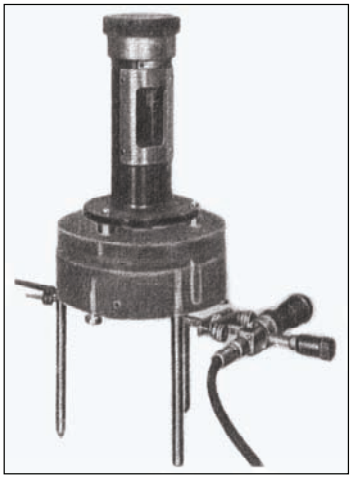


Рис. 1. Дисковый резонатор на диапазон длин волн 11–13 мм

[#] Радиотехника и электроника. 1959. Т. 4, № 12. С. 2094–2095.

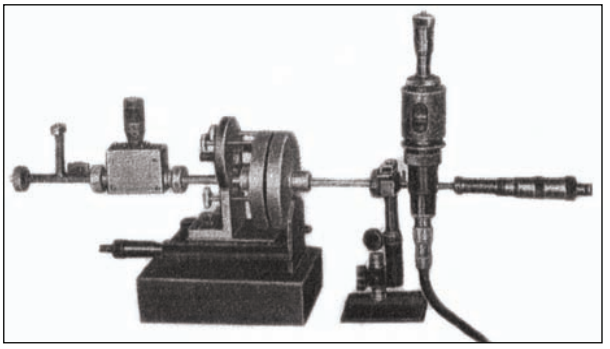


Fig. 2. A disk resonator for the wavelength range of 4–8 mm

At $D = 180$ mm and $\lambda = 12.5$ mm, only one maximum was observed. With decreasing the wavelength at $D = \text{const}$, the number of maxima increases.

The disk resonator Q-factor weakly depends on the distance between the disks down to $l = (4–6)\lambda/2$. Obviously this is explained by the fact that the radiation losses increase with increasing the number of half-waves because the wave is not strictly plane [1].

The Q-factor of the disk resonators strongly depends on the disk parallelism. We found that the Q-factor noticeably deteriorated when the angle between the disks was several minutes. We found experimentally that as the disk diameter was increased, the number of resonances at the given wavelength became larger than the number of half-waves (in the direction perpendicular to the disks). For example, at a wavelength of 2.7 mm and the disk diameter of 180 mm, we found about 100 resonances, while at a wavelength of 12 to 13 mm, only one resonance was observed. We established that from this viewpoint, the optimal disk diameter should be approximately 13 to 14 times longer than the wavelength. For the disk diameters, exceeding the wavelength by 6–7 times, the Q-factor significantly decreases. At a wavelength of 4 mm and the disk diameter 100 mm, the disk resonator Q-factor was not worse than the Q-factor at a wavelength of 12.5 mm and $D = 180$ mm. We did not measure the Q-factor at wavelengths shorter than 2.7 mm; however, we can assume that the disk resonators will yield a high-Q-factor at submillimeter wavelengths because we failed to notice that it decreases with decreasing the wavelengths in the region from 12.5 to 2.7 mm.

Note that with decreasing the wavelength, there appear some technical difficulties in fabricating and tuning the resonators. For example, at wavelengths shorter than 8 mm, we have to abandon the ordinary differential thread for moving the disks in favor of hydraulic or thermal one ensuring a smoother disk movement. Additional accessories are also required to maintain the parallelism of the disks during their movement.

Disk resonators can find wide application not only in the submillimeter wavelength range but also in millimeter and centimeter regions. They can be the absolute wavemeters with accuracy up to 10^{-3}, i.e. they can yield a better accuracy than the measuring line. This accuracy can be increased if we introduce a correction for the wave front curvature in the given wavemeter.

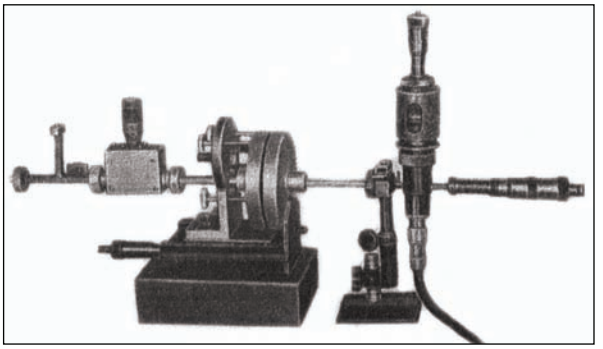


Рис. 2. Дисковый резонатор на диапазон длин волн 4–8 мм

вить экспериментально при помощи вдвигаемого в резонатор в направлении радиуса открытого волновода, на другом конце которого находится детектор. При $D = 180$ мм и $\lambda = 12{,}5$ мм наблюдается только один максимум. С уменьшением длины волны при $D = \text{const}$ число максимумов возрастает.

Добротность дискового резонатора слабо зависит от расстояния между дисками до $l = (4–6)\lambda/2$. Очевидно, это происходит вследствие того, что с ростом числа полуволн возрастает потеря энергии на излучение, так как волна не является строго плоской [1].

Добротность дисковых резонаторов в сильной степени зависит от параллельности дисков. Было замечено, что добротность заметно ухудшается, если угол между дисками составляет несколько минут. Экспериментально установлено, что при увеличении диаметра дисков при заданной длине волны число резонансных выбросов становится больше числа полуволн (в направлении, перпендикулярном к дискам). Например, при длине волны 2,7 мм и диаметре диска 180 мм было обнаружено около 100 резонансных максимумов на полуволне, в то время как на длине волны 12–13 мм наблюдался только один максимум. Установлено, что с этой точки зрения оптимальный диаметр диска должен быть примерно в 13–14 раз более длины волны. При диаметре дисков, превышающем длину волны только в 6–7 раз, добротность значительно уменьшается. При длине волны 4 мм и диаметре диска 100 мм добротность дискового резонатора была не хуже добротности на длине волны в 12,5 мм при $D = 180$ мм. Измерение добротности на волнах короче 2,7 мм нами не производилось, но можно полагать, что дисковые резонаторы дадут высокую добротность и на субмиллиметровых волнах, так как не было замечено, что она ухудшается с уменьшением длины волны от 12,5 до 2,7 мм.

Следует заметить, что с уменьшением длины волны возникают технические затруднения в изготовлении и перестройке резонаторов. Например, на длинах волн короче 8 мм приходится отказываться от обычной дифференциальной резьбы для перемещения дисков в пользу гидравлической или термической, обеспечивающих более плавное перемещение. Требуются также дополнительные приспособления для сохранения параллельности дисков при их перемещении.

Дисковые резонаторы могут найти широкое применение не только в субмиллиметровой области длин волн, но и в миллиметровой и сантиметровой об-

In radiospectroscopy, disk resonators can be employed as an absorbing cell using Stark modulation. It is known that in the millimeter region, the use of the Stark modulation is complicated due to a drastic increase in the losses in the material supporting the Stark electrode. Here, this difficulty is automatically removed. Using the Stark modulation, we observed a number of NH_3 lines in the range from 24 to 26 GHz in a disk resonator.

Disk resonators can be quite convenient for measuring dipole moments of the molecules because the modulating electric field is more uniform in them than in the waveguides. Finally, disk resonators can be used in the NH_3 maser.

References

1. *A.M. Prokhorov*. Sov. Phys.-JETP. 1958. Vol. 7. P. 1140.

А.М. Прохоров, Н.Г. Басов и А.И. Барчуков, 1959 г.
A.M. Prokhorov, N.G. Basov, and A.I. Barchukov, 1959

ластях. Они могут быть абсолютными волномерами с точностью до 10^{-3}, т.е. могут дать большую точность, чем измерительная линия. Эта точность может быть повышена, если ввести поправку на искривление фронта волны в данном волномере.

В радиоспектроскопии дисковые резонаторы можно применять в качестве поглощающей ячейки с использованием штарк-модуляции. Известно, что в миллиметровой области использование штарк-модуляции затруднено вследствие резкого возрастания потерь в материале, поддерживающем штарк-электрод. Здесь это затруднение автоматически исчезает. Используя штарк-модуляцию, мы наблюдали в дисковом резонаторе ряд линий NH_3 в диапазоне 24–26 ГГц.

Дисковые резонаторы могут оказаться весьма удобными для измерения дипольных моментов молекул, так как модулирующее электрическое поле в них более равномерное, чем в волноводах. Наконец, дисковые резонаторы можно использовать в аммиачном молекулярном генераторе.

Литература

1. *А.М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1958. Т. 34, вып. 6. С. 1658.

А.А. Маненков, Л.А. Кулевский, М.И. Джибладзе и А.М. Прохоров
A.A. Manenkov, L.A. Kulevskii, M.I. Dzhibladze, and A.M. Prokhorov

Production of negative-temperature states in *p–n* junctions of degenerate semiconductors[♯]

N.G. Basov, O.N. Krokhin, and Yu.M. Popov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted April 18, 1961

If a *p–n* junction in a semiconductor is biased in the forward direction, then there will be a decrease in the potential barrier due to space charge in the *p–n* junction, and the concentration of minority carriers near the junction will increase. The concentration of these carriers reaches a maximum once the potential barrier is completely removed by the applied field. This maximum value is about equal to the concentration of the carriers in a region of the crystal where they are the majority carriers (we assume the *p–n* junction to be abrupt). A negative temperature can arise in a junction only when the Fermi quasi-levels corresponding to the non-equilibrium concentrations of electrons and holes satisfy the relation [1]

$$\mu_e + \mu_p > \Delta , \tag{1}$$

where μ_e and μ_p are the Fermi quasi-levels for electrons and holes, and Δ is the width of the forbidden band. If the *p–n* junction is now biased in the forward direction, the Fermi quasi-level of the minority carriers near the junction will be close to the Fermi level in that part of the crystal where these carriers are the majority ones. From equation (1) it then follows that in this case in at least some part of the *p–n* junction the carriers must be degenerate. Semiconductors with such *p–n* junctions are tunnel diodes [2]; however, this mechanism for obtaining negative temperatures corresponds to the diffusion, rather than the tunnel, part of the voltage–current characteristic of the tunnel diode.

If the *p–n* junction is in a strongly degenerate semiconductor, negative temperatures can arise even before the potential barrier is completely destroyed so that quantitative estimates can be obtained with the aid of the theory of the diffusion of current through a *p–n* junction.

It can be easily shown that the minimum value of the external voltage $U_{\min}$ at which a negative temperature can occur is given by[1]

$$U_{\min} = \Delta / e, \tag{2}$$

where $-e$ is the electron charge. The current density I (of the electronic component, for example) is, in order of magnitude,

[♯] Sov. Phys.-JETP. 1961. Vol. 13. PP. 1320–1321.

[1] In the case of indirect transitions [3] at low temperatures, the quantity Δ in formula (2) should be replaced by $\Delta-\varepsilon$, where ε is the energy of the radiated phonon.

Получение состояний с отрицательной температурой в *p–n*-переходах вырожденных полупроводников[♯]

Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, Ю.М. Попов

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 18 апреля 1961 г.

При приложении к *p–n*-переходу в полупроводнике напряжения в прямом направлении, вследствие уменьшения потенциального барьера, образованного пространственным зарядом в *p–n*-переходе, вблизи него возрастает концентрация неосновных носителей тока. Максимальная концентрация этих носителей соответствует полному снятию потенциального барьера внешним полем и по порядку величины равна их концентрации в той части кристалла, где они являются основными (мы считаем *p–n*-переход резким). Отрицательная температура в междузонных переходах возникает только в том случае, когда квазиуровни Ферми, соответствующие неравновесным концентрациям электронов и дырок, удовлетворяют следующему условию [1]:

$$\mu_{\mathrm{e}} + \mu_{\mathrm{p}} > \Delta\,, \tag{1}$$

где μ_{e} и μ_{p} — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, Δ — ширина запрещенной зоны. При приложении к *p–n*-переходу напряжения в прямом направлении квазиуровень Ферми неосновных носителей вблизи перехода будет близок к уровню Ферми той части кристалла, где эти носители являются основными. В этом случае из условия (1) следует, что, по крайней мере, в одной части *p–n*-перехода носители должны быть вырождены. Полупроводники с такими *p–n*-переходами являются туннельными диодами [2], однако рассматриваемый механизм возникновения состояний с отрицательной температурой соответствует не туннельной, а диффузионной части вольтамперной характеристики туннельного диода.

В *p–n*-переходах сильно вырожденных полупроводников состояние с отрицательной температурой возникает раньше, чем происходит полное снятие потенциального барьера, что дает возможность использовать для получения количественных оценок диффузионную теорию тока через *p–n*-переход.

Как легко показать, минимальное значение внешнего напряжения $U_{\min}$, при котором возникает состояние с отрицательной температурой, равно[1]

$$U_{\min} = \Delta / e, \tag{2}$$

[♯] ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1879–1880.

[1] В случае непрямых переходов [3] при низких температурах образца в формуле (2) величину Δ следует заменить на $\Delta - \varepsilon$, где ε — энергия излучаемого фонона.

$$I \approx -(eDn_p/L)\exp(eU/kT), \tag{3}$$

where D is the diffusion coefficient, L is the diffusion length, and n_p is the electron density in the p-part of the semiconductor. From formula (3) it can be shown that the current density decreases with increasing degeneracy and decreasing sample temperature. A steady state with negative temperature can thus be obtained. However, the absorption coefficient for radiation in the semiconductor becomes negative at fairly high (~10^{15} cm^{-3}) non-equilibrium concentrations of the minority carriers [3], and as a consequence it is impossible to work at very low current densities.

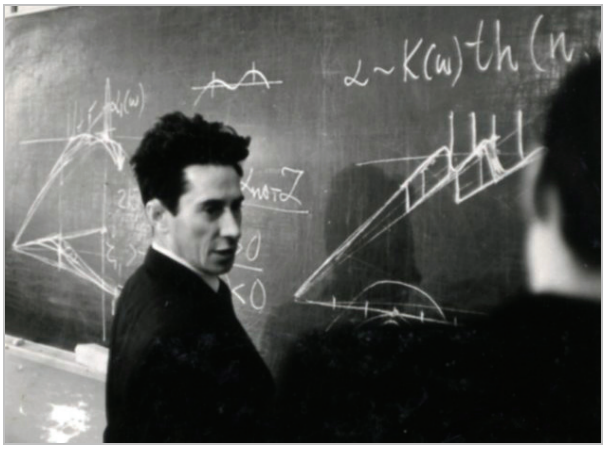
The negative temperature occurs in a thin layer near the p–n junction, the thickness of the layer being about a diffusion length. In a degenerate semiconductor the high density of the majority carriers surrounding the region of negative temperature can, apparently, serve as reflecting surfaces, i.e., a "resonating cavity" is formed.

It should be noted that lower current densities can be used if the semiconductors forming the p–n junction have forbidden bands of different widths.

Pankove [4] has observed recombination radiation from p–n junctions in degenerate semiconductors. In a negative temperature state, the concentration of current carriers is lower than in the state having negative absorption coefficient, so that to observe a negative temperature state one should look for changes in the voltage–current characteristic when the sample is illuminated with light of suitable frequency.

References

1. *N.G. Basov, O.N. Krokhin, and Yu.M. Popov.* Usp. Fiz. Nauk. 1960. Vol. 72. P. 161 [Sov. Phys.-Usp. 1961. Vol. 3. P. 702].
2. *L. Esaki.* Phys. Rev. 1958. Vol. 109. P. 603; *I.I. Ivanchik*. Sov. Phys.-Solid State. 1961. Vol. 3. P. 75.
3. *N.G. Basov, O.N. Krokhin, and Yu.M. Popov.* Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1961. Vol. 40. P. 1203 [Sov. Phys.-JETP. 1961. Vol. 13. P. 845].
4. *J.I. Pankove.* Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 4. P. 20.



Ю.М. Попов
Yu.M. Popov

где $-e$ — заряд электрона. Плотность тока I (например электронная компонента) по порядку величины равна

$$I \approx -(eDn_p/L)\exp(eU/kT), \tag{3}$$

где D — коэффициент диффузии, L — диффузионная длина, n_p — плотность электронов в p-части полупроводника. Анализ формулы (3) показывает, что плотность тока уменьшается с увеличением степени вырождения и с понижением температуры образца. Это обстоятельство дает возможность получать состояние с отрицательной температурой в стационарном режиме. Однако отрицательный коэффициент поглощения вследствие наличия различных механизмов абсорбции излучения в полупроводнике возникает при сравнительно больших ($\sim 10^{15}$ см$^{-3}$) неравновесных концентрациях неосновных носителей [3], что делает невозможным работу при очень малых значениях плотности тока.

Пространственная область, в которой возникает состояние с отрицательной температурой, образуется в слое вблизи p–n-перехода с толщиной порядка диффузионной длины. Высокие плотности основных носителей тока в вырожденных полупроводниках, окружающих область с отрицательной температурой, по-видимому, могут быть использованы в качестве отражающих излучение поверхностей, т.е. служить «резонатором».

Заметим, что снижение плотности тока может быть достигнуто в случае, когда полупроводники, образующие p–n-переход, имеют различную ширину запрещенной зоны.

Рекомбинационное свечение в p–n-переходах в вырожденных полупроводниках наблюдалось Панковым [4]. Ввиду того, что отрицательная температура возникает при более низких концентрациях носителей, чем состояние с отрицательным коэффициентом поглощения, для обнаружения отрицательной температуры целесообразно наблюдать изменение вольт-амперных характеристик образца при облучении перехода светом соответствующей частоты.

Литература

1. *Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, Ю.М. Попов*. УФН. 1960. Т. 72. С. 161.
2. *L. Esaki*. Phys. Rev. 1958. Vol. 109. P. 603; *И.И. Иванчик*. ФТТ. 1961. Т. 3. С. 103.
3. *Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, Ю.М. Попов*. ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1203.
4. *J.I. Pankove*. Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 4. P. 20.

Molecular photodissociation as a means of obtaining a medium with a negative absorption coefficient[#]

S.G. Rautian and I.I. Sobel'man

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted October 19, 1961

Population inversion in various systems (atoms, molecules, crystals, etc.) can be used, as is well known, to obtain a negative absorption coefficient and can be produced by means of optical excitation [1–7]. A new method of obtaining population inversion is discussed below.

We are concerned here with the production of excited atoms as a result of photodissociation of molecules. For simplicity we consider a diatomic molecule XY. In the figure we show a number of typical potential energy curves corresponding to the electron ground and excited states in a molecule (the atomic levels of the X atom are shown in the right side of the figure). Two kinds of curves are possible (these are shown by solid lines and dashed lines in the figure); the following discussion applies to both kinds. The absorption of a photon characterized by a frequency $\omega \gtrsim \omega_0$ causes dissociation of the molecule; as a result one of the atoms (for example, X) can be left in an excited state. Under certain conditions (cf. [1]) an inverted distribution between levels 3 and 2 is obtained in the X atoms, that is to say, the inequality $N_3/g_3 > N_2/g_2$ is satisfied, where N and g are the populations and statistical weights of the corresponding levels shown in the right side of the figure[1]. This population inversion can be used for amplification and generation of electromagnetic radiation at the frequency of the atomic transition ω_{32}.

An important feature of the scheme under discussion is the fact that the molecule can, in principle, absorb energy over a relatively wide spectral range ($\sim 10^3$ cm^{-1}) whereas the width of the atomic radiation line is small ($\sim$0.01–0.1 cm^{-1}). This situation favors high gain factors k_ω. The expression for k_ω can be written in the form

$$k_\omega = \frac{\lambda^2}{4}\frac{A_{32}}{\gamma A_3}\frac{Q}{\hbar\omega_0}, \qquad Q = \int\limits_{\omega>\omega_0} E_\omega \kappa_\omega d\omega. \tag{1}$$

Here, γ, λ, and A_{32} are, respectively, the wavelength, the line width, and the Einstein coefficient for the $3 \to 2$ transition; A_3 is the total decay probability for level 3, E_ω is the spectral power density (W/(cm^2 Hz)) of the exciting radiation; κ_ω is the ab-

[#] Sov. Phys.-JETP. 1961. Vol. 14. PP. 1433–1434.

[1] We note that the inequality $N_3/g_3 > N_1/g_1$ cannot be satisfied in practice because the lifetime of the atom in the ground state, which is determined by recombination, attachment at the walls, etc., is much greater than the lifetime of the excited states.

Фотодиссоциация молекул как способ получения среды с отрицательным коэффициентом поглощения[#]

С.Г. Раутиан, И.И. Собельман

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 19 октября 1961 г.

Инверсное заселение уровней различных систем (атомов, молекул, кристаллов и др.), что приводит, как известно, к отрицательным коэффициентам поглощения, может быть получено с помощью оптического метода возбуждения [1–7]. Ниже обсуждается новый вариант этого метода.

Речь идет о получении возбужденных атомов в результате фотодиссоциации молекул. Рассмотрим ради простоты двухатомную молекулу XY. На рисунке приведен ряд типичных потенциальных кривых, соответствующих основному и возбужденным электронным состояниям молекулы (в правой стороне рисунка показаны уровни атома X). Возможны два типа таких кривых (сплошные и пунктирные линии на рисунке); все дальнейшее в равной мере относится к обоим типам. Поглощение фотона частоты $\omega \gtrsim \omega_0$ сопровождается диссоциацией молекулы, в результате чего один из атомов (например X) может оказаться в возбужденном состоянии. При определенных условиях (см., например, [1]) образуется инверсное распределение атомов X по уровням 3 и 2, т.е. выполняется неравенство $N_3/g_3 > N_2/g_2$, где N и g — заселенности и статистические веса соответствующих уровней, показанных в правой части рисунка[1]. Эта инверсная заселенность может быть использована для усиления и генерации электромагнитного излучения на частоте атомного перехода ω_{32}.

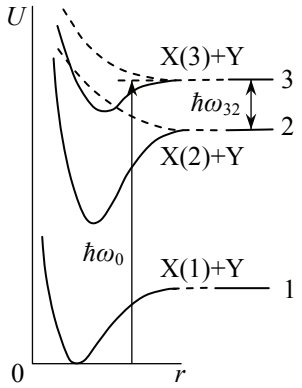
Принципиально важная особенность обсуждаемой схемы состоит в том, что поглощение энергии молекулой происходит в сравнительно широкой области спектра (~10^3 см$^{-1}$), тогда как ширина атомной линии излучения мала (~0,01–0,1 см$^{-1}$). Это благоприятствует получению больших коэффициентов усиления k_ω. Действительно, выражение для k_ω можно записать в виде

$$k_\omega = \frac{\lambda^2}{4}\frac{A_{32}}{\gamma A_3}\frac{Q}{\hbar\omega_0}, \qquad Q = \int\limits_{\omega>\omega_0} E_\omega \kappa_\omega d\omega. \tag{1}$$

Здесь γ, λ и A_{32} — соответственно длина волны, ширина линии и коэффициент Эйнштейна для перехода $3 \to 2$; A_3 — полная вероятность распада уровня 3, E_ω — спектральная плотность освещенности (Вт/(см^2·Гц)) возбуждающего из-

[#] ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 2018–2020.

[1] Отметим, что неравенство $N_3/g_3 > N_1/g_1$ практически невыполнимо, так как время жизни атома в основном состоянии, определяемое рекомбинацией, прилипанием к стенкам и т.п., много больше времен жизни возбужденных состояний.



sorption coefficient associated with the dissociation process XY → X(3) + Y. The quantity Q is obviously the power absorbed per unit volume as a result of this process. If E_ω varies slowly in the region of effective absorption, then

$$Q = E_\kappa \bar{\kappa}_\omega \Gamma, \qquad k_\omega = \frac{\lambda^2}{4}\frac{E_\omega \bar{\kappa}_\omega}{\hbar\omega_0}\frac{A_{32}}{A_3}\frac{\Gamma}{\gamma}, \tag{2}$$

where $\bar{\kappa}_\omega$ is the mean value of κ_ω, while Γ is the width of the absorption peak. It is easily shown that (1) and (2) are valid for all other versions of optical excitation. It is evident from (2) that, all other conditions being equal, k_ω is determined by the parameter $M = (A_{32}/A_3)\Gamma/\gamma$ [2]. When the atom is excited directly [1, 2], $A_{32}/A_3 \lesssim 1$ while the widths Γ and γ are usually determined by the Doppler effect, i.e., $\Gamma/\gamma = \omega_0/\omega_{32} \lesssim 10$. Consequently $M \lesssim 10$ in this case. In crystals $\Gamma \sim 10^3$ cm^{-1}, $\gamma \sim 1$–10 cm^{-1} and $A_{32}/A_3 \lesssim 1$ [3–6] so that $M \sim 10^2$–10^3. In the method proposed here, however, the absorption spectrum is as wide as it is in crystals ($\Gamma \sim 10^3$ cm^{-1}) but γ is appreciably smaller; to be specific, in the visible and near-infrared, $\gamma \sim 0.01$–0.1 cm^{-1}. Hence, when $A_{32}/A_3 \sim 1$, we have $M \sim 10^4$–10^5. Thus, the advantages of the first two cases—a wide excitation spectrum and a narrow atomic radiation spectrum, can be combined.

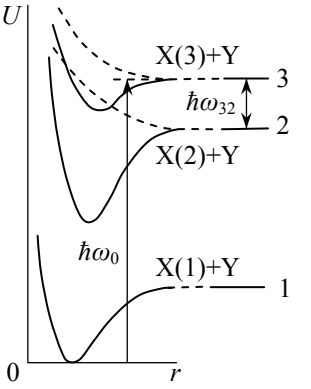
An estimate of the absolute magnitude of the absorption coefficient in a typical case ($\gamma = 0.03$ cm^{-1}, $\lambda = 1$ μm, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 2000$ Å) gives $k_\omega = 0.3QA_{32}/A_3$, where Q is expressed in units of W/cm^3. Consequently even with relatively low values $Q \sim 1$ W/cm^3 we can obtain $k_\omega = 0.3$ cm^{-1}, which is somewhat greater than the value required to achieve the oscillation.

All the considerations given above for diatomic molecules apply equally to molecules composed of more than two atoms. Hence, in principle there are wide possibilities for the choice of suitable systems. It is obvious that a number of practical considerations must be taken into account. For instance, the term system must be such that the frequency ω_0 lies in the required spectral region and the vapor pressure must be high at reasonable temperatures. The most suitable materials are those which can be produced in the working vessel because the decay products must be easily removed from the vessel and so on. However, the basic problem in choosing a suitable system is the fact that the only well-studied photodissociation processes are those for which one of the atoms is at a resonance level [8].

References

1. *F.A. Butaeva and V.A. Fabrikant.* "Issledovaniya po eksperimental'noi i teoreticheskoi fizike," Sb. pamyati akad. G.S. Landsberga ("Research in Experimental and Theoretical Physics," Collection in memory of G.S. Landsberg). AN SSSR, 1959, p. 62.

[2] The quantity $\bar{\kappa}_\omega$ is determined by the need for illuminating the sample and is of order unity in various versions of optical excitation. In practice this is achieved by an appropriate choice of concentration of the absorbing centers.



лучения; κ_ω — коэффициент поглощения, обусловленного процессом диссоциации XY → X(3) + Y. Величина Q есть, очевидно, мощность, поглощаемая в единице объема в результате этого процесса. Если E_ω мало меняется в области эффективного поглощения, то

$$Q = E_\kappa \bar{\kappa}_\omega \Gamma, \qquad k_\omega = \frac{\lambda^2}{4}\frac{E_\omega \bar{\kappa}_\omega}{\hbar\omega_0}\frac{A_{32}}{A_3}\frac{\Gamma}{\gamma}, \qquad (2)$$

где $\bar{\kappa}_\omega$ — среднее значение κ_ω, а Г — ширина полосы поглощения. Легко показать, что (1) и (2) справедливы и во всех других вариантах оптического метода возбуждения. Из (2) видно, что при прочих равных условиях величина k_ω определяется значением параметра $M = (A_{32}/A_3)\Gamma/\gamma$ [2]. В случае возбуждения непосредственно атома [1, 2] $A_{32}/A_3 \lesssim 1$, а ширины Г, γ обычно определяются эффектом Допплера, т.е. $\Gamma/\gamma = \omega_0/\omega_{32} \lesssim 10$. Следовательно, в этом случае $M \lesssim 10$. Для кристаллов $\Gamma \sim 10^3$ см$^{-1}$, $\gamma \sim 1$–10 см$^{-1}$, $A_{32}/A_3 \lesssim 1$ [3–6] и, следовательно, $M \sim 10^2$–10^3. В предлагаемом же методе спектр поглощения столь же широк, как и в кристаллах ($\Gamma \sim 10^3$ см$^{-1}$), но γ значительно меньше, а именно, в видимой и ближней инфракрасной областях $\gamma \sim 0{,}01$–0,1 см$^{-1}$. Поэтому при $A_{32}/A_3 \sim 1$ имеем $M \sim 10^4$–10^5. Таким образом, объединяются положительные стороны первых двух случаев — широкий спектр возбуждения и атомарный спектр излучения.

Оценка абсолютной величины коэффициента поглощения для типичного случая ($\gamma = 0{,}03$ см$^{-1}$, $\lambda = 1$ мкм, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 2000$ Å) дает $k_\omega = 0{,}3QA_{32}/A_3$, где Q выражено в Вт/см^3. Следовательно, уже при сравнительно низких значениях $Q \sim 1$ Вт/см^3 можно получить $k_\omega = 0{,}3$ см$^{-1}$, что намного превосходит значение k_ω, необходимое для достижения порога генерации.

Все сказанное выше о двухатомных молекулах в равной мере относится и к многоатомным молекулам. Поэтому в принципе имеются широкие возможности для выбора подходящих объектов. Разумеется, нужно учитывать ряд обстоятельств, важных с практической точки зрения. Так, система термов должна быть такой, чтобы частота ω_0 находилась в доступной области спектра; желательна большая упругость пара при умеренных температурах; наиболее удобны вещества, могущие регенерироваться в рабочем сосуде, либо продукты распада должны легко удаляться из сосуда и т.п. Однако основная трудность в выборе объектов состоит в том, что хорошо изучены лишь процессы фотодиссоциации, при которых один из атомов оказывается на резонансном уровне [8].

---

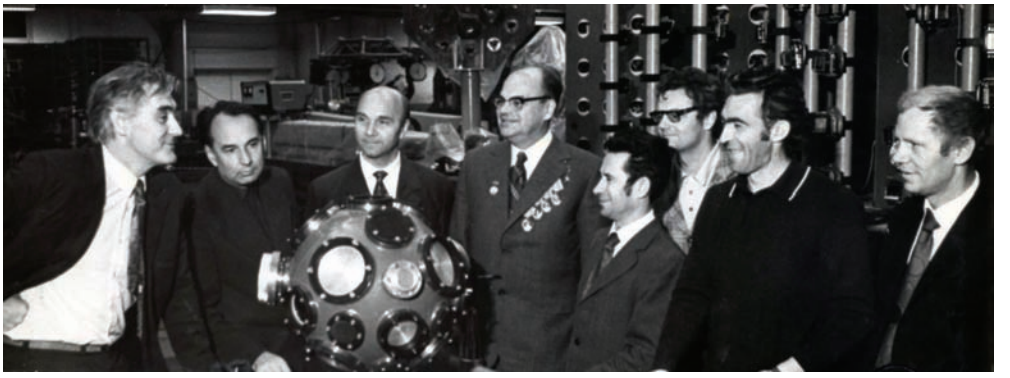
[2] Величина $\bar{\kappa}_\omega$ определяется необходимостью просветить образец и в различных вариантах оптического возбуждения по порядку величин близка к единице. Практически это достигается соответствующим выбором концентрации поглощающих центров.

2. *A.L. Schawlow and C.H. Townes*. Phys. Rev. 1958. Vol. 112. P. 1940.
3. *T.H. Maiman*. Nature. 1960. Vol. 187. P. 493.
4. *R.J. Collins, D.F. Nelson, A.L. Schawlow, W. Bond, C.G. Garrett, and W. Kaiser.* Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 5. P. 303.
5. *P.P. Sorokin and M.J. Stevenson*. Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 5. P. 557; IBM J. Res. Dev. 1961. Vol. 5. P. 56.
6. *W. Kaiser, C.G. Garrett, and D.L. Wood*. Phys. Rev. 1961. Vol. 123. P. 766.
7. *S.G. Rautian and I.I. Sobel'man*. Opt. Spektrosk. 1961. Vol. 10. P. 134 [Opt. Spectrosc.].
8. *A.N. Terenin*. Fotokhimiya parov solei (Photochemistry of Salt Vapors). Gostekhizdat, 1934.

А.Н. Ораевский
A.N. Oraevskii

Литература

1. *Ф.А. Бутаева, В.А. Фабрикант*. Исследования по экспериментальной и теоретической физике. Сб. памяти акад. Г.С. Ландсберга. Изд. АН СССР, 1959, стр. 62.
2. *A.L. Schawlow, C.H. Townes*. Phys. Rev. 1958. Vol. 112. P. 1940.
3. *T.H. Maiman*. Nature. 1960. Vol. 187. P. 493.
4. *R.J. Collins, D.F. Nelson, A.L. Schawlow, W. Bond, C.G. Garrett, W. Kaiser*. Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 5. P. 303.
5. *P.P. Sorokin, M.J. Stevenson*. Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 5. P. 557; IBM J. Res. Dev. 1961. Vol. 5. P. 56.
6. *W. Kaiser, C.G. Garrett, D.L. Wood*. Phys. Rev. 1961. Vol. 123. P. 766.
7. *С.Г. Раутиан, И.И. Собельман*. Оптика и спектроскопия. 1961. Т. 10. С. 134.
8. *А.Н. Теренин*. Фотохимия паров солей. Гостехиздат, 1934.



О.Н. Крохин, И.И. Собельман, Ф.С. Файзуллов, Н.Г. Басов, Ю.М. Попов, А.З. Грасюк, А.Ф. Плотников и С.И. Федотов
O.N. Krokhin, I.I. Sobel'man, F.S. Faizullov, N.G. Basov, Yu.M. Popov, A.Z. Grasyuk, A.F. Plotnikov, and S.I. Fedotov

Concerning one possibility of amplification of light waves[♯]

S.A. Akhmanov and R.V. Khokhlov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted May 29, 1962

The subject of the present note is a discussion of certain possibilities of amplification and generation of light waves in optically transparent crystals, the polarization of which depends in nonlinear fashion on the intensity of the electric field of the propagating wave. A nonlinearity of this type (it can obviously be regarded as the dependence of the dielectric constant on the field) was successfully utilized in several recently described experiments (see [1–3]) on the generation of optical harmonics. Naturally, this does not exhaust the possible nonlinear effects in such crystals. We show below that under certain conditions, in an optically transparent medium whose polarization depends quadratically on the intensity of the electric field, one can obtain parametric amplification of traveling light waves obtained at the expense of the energy of an intense light wave (the so-called pumping) and that the condition for parametric amplification can be realized in uniaxial crystals.

As is well known (see, for example, [4, 5] and also the review [6]), in the region of the fundamental parametric resonance the energy of the intense pumping oscillations of frequency ω_p, carrying out the modulation of the reactive parameters of a resonance circuit or of a transmission line, can be transferred to oscillations at frequencies ω_1 and ω_2, satisfying the condition

$$\omega_p = \omega_1 + \omega_2 \tag{1}$$

(the particular case when $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p/2$ is the so-called degenerate parametric interaction). To clarify the features of such an interaction space, it is necessary to consider a semi-bounded medium, the dielectric constant of which varies as[1]

$$\varepsilon(t,x,\omega) = \varepsilon_0(\omega)\left\{1 + m\left[e^{i(\omega_p t - k_p x)} + e^{-i(\omega_p t - k_p x)}\right]\right\} \tag{2}$$

(the x axis is perpendicular to the separation boundary).

Assume that the waves at frequencies ω_1 and ω_2 have components $E_y = E$, H_x, H, H_z, and assume that their wave vectors make angles θ_1 and θ_2 with the x axis. The electric field in the medium will then be described by the equations

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}, \quad D = \varepsilon E, \tag{3}$$

[♯] Sov. Phys.-JETP. 1962. Vol. 16. PP. 252–254.

[1] The modulation coefficient m can amount to $\sim 10^{-4}$–10^{-5} if modern coherent light generators are used (see [7]).

Об одной возможности усиления световых волн[#]

С.А. Ахманов, Р.В. Хохлов

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 29 мая 1962 г.

Предметом настоящей заметки является обсуждение некоторых возможностей усиления и генерации световых волн в оптически прозрачных кристаллах, поляризация которых нелинейно зависит от напряженности электрического поля распространяющейся волны. Нелинейность указанного типа (ее, очевидно, можно рассматривать как зависимость диэлектрической проницаемости от поля) была успешно использована в ряде описанных недавно экспериментов (см. [1–3]) по генерации оптических гармоник. Естественно, что этим не исчерпываются возможные нелинейные эффекты в таких кристаллах. Ниже будет показано, что при определенных условиях в оптически прозрачной среде, поляризация которой квадратично зависит от напряженности электрического поля, может быть получено параметрическое усиление бегущих световых волн, осуществляемое за счет энергии интенсивной световой волны (так называемой накачки) и что условия параметрического усиления могут быть реализованы в одноосных кристаллах.

Как известно (см., например, [4, 5], а также обзор [6]), в области основного параметрического резонанса энергия интенсивных колебаний накачки частоты $\omega_н$, производящих модуляцию реактивных параметров колебательной системы или передающей линии, может передаваться колебаниям на частотах ω_1 и ω_2, удовлетворяющих условию

$$\omega_н = \omega_1 + \omega_2 \tag{1}$$

(в частном случае $\omega_1 = \omega_2 = \omega_н/2$ — так называемое «вырожденное» параметрическое взаимодействие). Для выяснения особенностей такого взаимодействия в пространстве следует рассмотреть полуограниченную среду, диэлектрическая проницаемость которой изменяется по закону[1]

$$\varepsilon(t,x,\omega) = \varepsilon_0(\omega)\left\{1 + m\left[e^{i(\omega_н t - k_н x)} + e^{-i(\omega_н t - k_н x)}\right]\right\} \tag{2}$$

(ось x перпендикулярна границе раздела).

Пусть волны на частотах ω_1 и ω_2 имеют компоненты $E_y = E$, H_x, H, H_z, а их волновые векторы образуют с осью x углы θ_1 и θ_2. Тогда электрическое поле в среде будет описываться уравнениями

[#] ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 351–353.

[1] Коэффициент модуляции m при использовании современных когерентных генераторов света может быть $\sim 10^{-4}$–10^{-5} (см. [7]).

and the summary field can be written in the form

$$E = E_1(x)\exp\{i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1\mathbf{r})\} + E_2^*(x)\{-i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2\mathbf{r})\} + \text{c.c.},$$
$$k_i = \omega_i c^{-1}\sqrt{\varepsilon_0(\omega_i)}. \tag{4}$$

Substituting (4) in (3), taking (2) and (1) into account, and collecting the components with frequencies ω_1 and ω_2, we can obtain the differential equations that characterize the spatial variations in the amplitudes $E_{1,2}$. It turns out here that the presence of the term εE in equation (3) appreciably influences the behavior of the amplitudes $E_{1,2}$ and can lead to amplification only if the following relation (momentum conservation law) is satisfied:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_\text{p}. \tag{5}$$

For small m it is natural to assume that

$$d^2E_i/dx^2 \ll k_i dE_i/dx \quad (i = 1, 2).$$

Then the equations for $E_{1,2}$ assume the form

$$\frac{dE_1}{dx} = -\frac{im_1k_1}{2\cos\theta_1}E_2^*, \qquad \frac{dE_2^*}{dx} = \frac{im_2k_2}{2\cos\theta_2}E_1$$

and consequently

$$\frac{d^2E_1}{dx^2} = \frac{m_1m_2k_1k_2}{4\cos\theta_1\cos\theta_2}E_1 \quad \left(m_i = m(\omega_i)\right). \tag{6}$$

It is seen from (6) that in the medium under consideration exponentially growing waves are possible with a build-up factor

$$\alpha = \frac{1}{2}\left[m_1m_2k_1k_2/\cos\theta_1\cos\theta_2\right]^{1/2}.$$

Assuming that $E_1 = E_0$ and $E_2 = 0$ when $x = 0$ (oscillations of "difference" frequency ω_2, necessary for amplification, occur in the nonlinear medium, the angle θ_1 is determined by the incidence conditions and by the properties of the medium, while the angle θ_2 is automatically established in accordance with condition (5)[2]), and using the boundary conditions, we obtain

$$E_1 = E_0\cosh\alpha x,$$
$$E_2 = iE_0\sqrt{m_2k_2\cos\theta_1/m_1k_1\cos\theta_2}\sinh\alpha x. \tag{7}$$

To make more specific the requirements imposed on the dispersion properties of the nonlinear medium (5), let us consider for simplicity the case $\omega_1 \approx \omega_2 = \omega$. It then follows from (5) that to obtain amplification the phase velocity of the pumping (frequency ~2ω) should exceed the phase velocity of the wave at the frequency ω, or for the refractive indices

[2] Of course, if (5) can be satisfied at all.

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 D}{\partial t^2}=\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 E}{\partial x^2},\quad D=\varepsilon E, \tag{3}$$

а суммарное поле можно записать в виде

$$\begin{aligned}&E=E_1(x)\exp\left\{i(\omega_1 t-\mathbf{k}_1\mathbf{r})\right\}+E_2^*(x)\left\{-i(\omega_2 t-\mathbf{k}_2\mathbf{r})\right\}+\text{к.с.},\\&k_i=\omega_i c^{-1}\sqrt{\varepsilon_0(\omega_i)}.\end{aligned} \tag{4}$$

Подставляя (4) в (3), учитывая (2) и (1) и собирая составляющие с частотами ω_1 и ω_2, можно получить дифференциальные уравнения, характеризующие изменения в пространстве амплитуд $E_{1,2}$. При этом оказывается, что наличие члена εE в уравнении (3) существенно влияет на поведение амплитуд $E_{1,2}$ и может привести к усилению лишь при выполнении следующего соотношения (закона сохранения импульса):

$$\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2=\mathbf{k}_{\text{н}}. \tag{5}$$

Для малых m естественно предположить, что

$$d^2E_i/dx^2\ll k_i\,dE_i/dx\quad(i=1,2).$$

Тогда уравнения для $E_{1,2}$ имеют вид

$$\frac{dE_1}{dx}=-\frac{im_1k_1}{2\cos\theta_1}E_2^*,\qquad \frac{dE_2^*}{dx}=\frac{im_2k_2}{2\cos\theta_2}E_1$$

и, следовательно,

$$\frac{d^2E_1}{dx^2}=\frac{m_1m_2k_1k_2}{4\cos\theta_1\cos\theta_2}E_1\quad\left(m_i=m(\omega_i)\right). \tag{6}$$

Из (6) видно, что в рассматриваемой среде возможны экспоненциально нарастающие волны, фактор нарастания которых

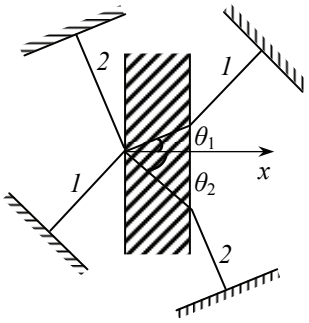
$$\alpha=\frac{1}{2}\left[m_1m_2k_1k_2/\cos\theta_1\cos\theta_2\right]^{1/2}.$$

Полагая при $x=0$, что $E_1=E_0$ и $E_2=0$ (колебания «разностной» частоты ω_2, необходимые для усиления, возникают в нелинейной среде, угол θ_1 определяется условиями падения и свойствами среды, а угол θ_2 автоматически устанавливается, согласно условию (5)[2]) и используя граничные условия, получаем

$$\begin{aligned}&E_1=E_0\cosh\alpha x,\\&E_2=iE_0\sqrt{m_2k_2\cos\theta_1/m_1k_1\cos\theta_2}\,\sinh\alpha x.\end{aligned} \tag{7}$$

Для конкретизации требований к дисперсионным свойствам нелинейной среды (5) рассмотрим для простоты случай $\omega_1\approx\omega_2=\omega$. Тогда из (5) следует, что для получения усиления фазовая скорость накачки (частота ~2ω)

[2] Разумеется, если (5) может быть вообще выполнено.



$$n(\omega) > n(2\omega). \tag{8}$$

The condition (8) can be satisfied, for example, in a uniaxial negative crystal if the frequency ω (signal) excites the ordinary wave and the frequency 2ω (pumping) the extraordinary wave (see also [2]). The foregoing denotes that in such a crystal the conditions of the problem investigated above can be realized.

The amplification mechanism considered above can be used to construct coherent optical generators of adjustable frequency. One of the possible schemes of such a generator is shown in the figure. A crystal bounded on two sides is pressed between two pairs of parallel mirrors. In this case the dielectric constant has the form

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left[1 + m_{\mathrm{f}} \cos(\omega_{\mathrm{p}} t - k_{\mathrm{p}} x) + m_{\mathrm{b}} \cos(\omega_{\mathrm{p}} t + k_{\mathrm{p}} x) \right].$$

Assume that the amplification conditions for the frequencies ω_1 and ω_2 are satisfied in the directions θ_1 and θ_2, respectively. Then, by establishing the planes of the mirrors normal to rays *1* and *2*, we can excite parametric oscillations at frequencies close to ω_1 and ω_2. The condition of self-excitation of the generator has the form $m \geq 1/\sqrt{Q_1 Q_2}$, where $Q_{1,2}$ are the figures of merit of the optical resonators formed by the parallel mirrors[3].

A factor limiting the self-oscillation amplitude is the reaction of this oscillation on the pumping field. This means that the efficiency of the generator under consideration must be sufficiently high. Thus, a crystal with nonlinear polarizability excited by an intense light wave can serve as a tunable light amplifier or generator of appreciable efficiency. By varying the anisotropy parameters of the crystal by means of the external field it is possible to modify the conditions of energy exchange between the waves and consequently modulate the amplified or generated oscillations.

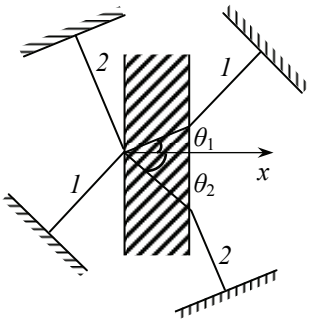
References

1. *M. Bass, P. Franken, A. Hill, G. Peters, and G. Weinreich*. Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. P. 18.
2. *J. Giordamine*. Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. P. 19.
3. *P.D. Maker, R. Terhune, M. Nisenoff, and C. Savage*. Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. P. 21.
4. *H. Heffner and G. Wade*. J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. P. 1321.
5. *P. Tien*. J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. P. 1347.
6. *M.D. Karasev*. Usp. Fiz. Nauk. 1959. Vol. 69. P. 217 [Sov. Phys.-Usp. 1960. Vol. 2. P. 719].
7. *P. Franken, A. Hill, C. Peters, and G. Weinreich*. Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 7. P. 118.

[3] We note that inasmuch as Q_1 and Q_2 are quite large in the optical band, self-excitation of the oscillations is possible also in the case when the mirrors are installed only in one of the directions.

должна превышать фазовую скорость волны на частоте ω, или для показателей преломления

$$n(\omega) > n(2\omega). \qquad (8)$$



Условие (8) может быть выполнено, например, в одноосном отрицательном кристалле, если частота ω (сигнал) возбуждает обыкновенную волну, а частота 2ω (накачка) — необыкновенную (см. также [2]). Сказанное означает, что в таком кристалле могут быть реализованы условия исследованной выше задачи.

Рассмотренный механизм усиления может быть использован для построения перестраиваемых по частоте когерентных оптических генераторов. Одна из возможных схем такого генератора показана на рисунке. Ограниченный с двух сторон кристалл помещен между двумя парами параллельных зеркал. В этом случае диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left[1 + m_{\text{пр}} \cos(\omega_{\text{н}} t - k_{\text{н}} x) + m_{\text{обр}} \cos(\omega_{\text{н}} t + k_{\text{н}} x) \right].$$

Пусть условия усиления для частот ω_1 и ω_2 выполнены в направлениях соответственно θ_1 и θ_2. Тогда, устанавливая плоскости зеркал нормально к лучам *1* и *2*, можно возбудить параметрические колебания на частотах, близких к ω_1 и ω_2. Условие самовозбуждения генератора имеет вид $m \geq 1/\sqrt{Q_1 Q_2}$, где $Q_{1,2}$ — добротности оптических резонаторов, образованных параллельными зеркалами[3].

Причиной, ограничивающей амплитуду самовозбуждающихся колебаний, является обратная их реакция на поле накачки; это означает, что КПД рассматриваемого генератора должен быть достаточно высок. Таким образом, возбуждая кристалл с нелинейной поляризуемостью интенсивной световой волной, можно реализовать перестраиваемые по частоте усилители и генераторы света со значительным КПД. Изменяя параметры анизотропии кристалла внешними полями, можно влиять на условия энергообмена между волнами и, следовательно, производить модуляцию усиливаемых или генерируемых колебаний.

Литература

1. *M. Bass, P. Franken, A. Hill, G. Peters, G. Weinreich*. Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. P. 18.
2. *J. Giordamine*. Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. P. 19.
3. *P.D. Maker, R. Terhune, M. Nisenoff, C. Savage*. Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. P. 21.
4. *H. Heffner, G. Wade*. J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. P. 1321.
5. *P. Tien*. J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. P. 1347.
6. *М.Д. Карасев*. УФН. 1959. Т. 19. Р. 217.
7. *P. Franken, A. Hill, C. Peters, G. Weinreich*. Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 7. P. 118.

[3] Отметим, что поскольку Q_1, Q_2 в оптическом диапазоне весьма велики, самовозбуждение колебаний представляется возможным и в том случае, когда зеркала установлены лишь по одному из направлений.

Attainment of negative temperatures by heating and cooling of a system[#]

N.G. Basov and A.N. Oraevskii

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted October 19, 1962

It is pointed out that because of differences in the relaxation times for various energy levels during establishment of thermodynamic equilibrium, rapid variation of the system temperature may create a negative temperature state for certain pairs of energy levels.

1. In quantum systems one can often find subsystems such that the establishment of equilibrium between them requires more time than the establishment of equilibrium within the subsystems themselves; radiative transitions between the subsystems are thereby possible. During a sufficiently rapid change in the thermodynamic state, equilibrium is established sufficiently rapidly within each subsystem, but the subsystems are not in equilibrium with one another. This can create a state of negative temperature with respect to transitions from the energy levels of one subsystem to those of another.

2. We shall consider a three-level system having different relaxation times between the levels 1, 2, 3 numbered from bottom to top.

If the probability of transitions from level 1 to level 3 is significantly greater than those for the transitions from level 1 to level 2 and from level 3 to level 2, then during a sharp rise in temperature thermal equilibrium is quickly established between levels 1 and 3, and for some time there will be no equilibrium between levels 1 and 2 and between levels 3 and 2. In this case a state of negative temperature can arise between levels 3 and 2. The same result can be effected by cooling the system, but with different relations between the transition probabilities. In this case we should have $w_{32} \gg w_{31}, w_{21}$ or $w_{21} \gg w_{31}, w_{32}$. In the first of these cases a negative temperature state arises between levels 1 and 2, in the second between 3 and 2.

In order to obtain more accurate quantitative relations we shall assume that the system is rapidly heated from temperature T_{i} to a temperature $T_{\mathrm{f}} > T_{\mathrm{i}}$. The change in population between the levels is described by the system of equations

$$\begin{aligned} dn_3/dt &= -(w_{31}+w_{32})n_3 + w_{23}n_2 + w_{13}n_1, \\ dn_2/dt &= -(w_{21}+w_{23})n_2 + w_{32}n_3 + w_{12}n_1, \end{aligned} \tag{1}$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = n_0, \tag{2}$$

where n_i is the population of the ith energy level, and w_{ik} is the transition probability per unit time from level i to level k.

[#] Sov. Phys.-JETP. 1963. Vol. 17, No. 5. PP. 1171–1172.

Получение отрицательных температур методом нагрева и охлаждения системы[#]

Н.Г. Басов, А.Н. Ораевский

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 19 октября 1962 г.

Обращается внимание на то, что при быстром изменении температуры системы в силу различия времен релаксации для разных энергетических уровней в процессе установления термодинамического равновесия для некоторых пар энергетических уровней может возникнуть состояние с отрицательной температурой.

1. В ряде квантовых систем можно выделить такие подсистемы, время установления равновесия между которыми значительно больше времени установления равновесия внутри каждой подсистемы, причем возможны излучательные переходы между подсистемами. При достаточно быстром изменении термодинамического состояния внутри каждой подсистемы равновесие установится достаточно быстро, но будет отсутствовать равновесие между подсистемами. В этом случае может возникнуть состояние с отрицательной температурой по отношению к переходам с энергетических уровней одной подсистемы на уровни другой.

2. Рассмотрим трехуровневую систему, имеющую разные времена релаксации между расположенными последовательно один над другим уровнями 1, 2, 3.

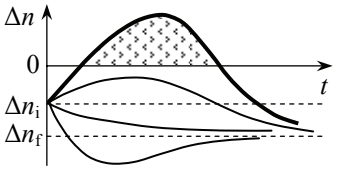
Если вероятность перехода с уровня 1 на уровень 3 значительно больше таковых для переходов с уровня 1 на уровень 2, и с уровня 3 на уровень 2 (w_{12} и w_{32}), то при резком повышении температуры термодинамическое равновесие быстро установится между уровнями 1 и 3 и будет некоторое время отсутствовать равновесие между уровнями 1и 2 и 3 и 2. В таком случае может возникнуть состояние с отрицательной температурой по отношению к уровням 3 и 2. То же самое может быть и при охлаждении системы, но при другом соотношении между вероятностями перехода. В этом случае должно быть $w_{32} \gg w_{31}$, w_{21} и $w_{21} \gg \gg w_{31}$, w_{32}. В первом из этих случаев возникает состояние с отрицательной температурой между уровнями 1 и 2, во втором — между 3 и 2.

Для получения более точных количественных соотношений предположим, что система быстро нагревается от температуры $T_н$ до температуры $T_к > T_н$. Изменение населенностей между уровнями будет описываться системой уравнений

$$dn_3/dt = -(w_{31}+w_{32})n_3 + w_{23}n_2 + w_{13}n_1,$$
$$dn_2/dt = -(w_{21}+w_{23})n_2 + w_{32}n_3 + w_{12}n_1, \qquad (1)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = n_0, \qquad (2)$$

[#] ЖЭТФ. 1963. Т. 44, вып. 5. С. 1742–1745.



Change in population difference $\Delta n = n_3 - n_2$ with time. The shaded portion corresponds to negative temperature

The possible changes in the population difference with time are shown in a qualitative way in the figure. (Relaxation processes are always aperiodic in nature.) A favorable change for obtaining a state of negative temperature is shown in the graph as a heavy line. Its distinguishing character is the existence of a positive maximum at $t_m > 0$. Hence a necessary and sufficient condition for the establishment of a negative temperature state is

$$\max(n_3 - n_2) = A(1-a)e^{-\lambda_1 t_m} + B(1-b)e^{-\lambda_2 t_m} + n_{30} - n_{20} > 0, \tag{3}$$

where

$$t_m = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln\left[-\frac{B(1-b)}{A(1-a)} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right] > 0. \tag{4}$$

In these formulas,

$$A = \frac{n_{20} - N_2 - (n_{30} - N_3)b}{b-a}, \quad B = \frac{n_{20} - N_2 - (n_{30} - N_3)a}{a-b},$$

N_3, N_2, n_{30}, and n_{20} are the equilibrium values of the populations at the initial and final temperatures, respectively;

$$a = (\lambda_1 - \alpha)/\beta, \quad b = (\lambda_2 - \alpha)/\beta, \qquad \alpha = w_{31} + w_{13} + w_{32},$$
$$\beta = w_{13} - w_{23}, \quad \delta = w_{21} + w_{12} + w_{23}, \quad \gamma = w_{12} - w_{32},$$

and λ_1 and λ_2 are the roots of the characteristic equation of the system (1).

Conditions (3) and (4) give us the necessary relations between T_i, T_f, and the transition probabilities w_{ik}. In particular, for $T_i \ll h\nu_{21}/k$ we will have $N_2 \approx N_3 \approx 0$. Then (3) and (4) are equivalent to the simple relation

$$w_{12} < w_{13}. \tag{5}$$

The conditions (3) and (4) place a limit on the initial temperature, since for very large initial temperatures a negative temperature state cannot be produced for any relation between the transition probabilities. This comes about in case

$$N_3 + N_1 \le 2N_2,$$

or

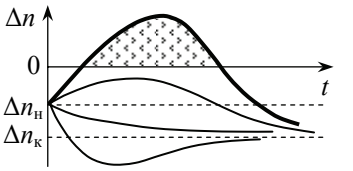
$$1 + \exp\left(h\nu_{31}/kT_i\right) \le 2\exp\left(h\nu_{32}/kT_i\right). \tag{6}$$

One can also carry out a similar analysis for the case $T_i > T_f$, i.e., for rapid cooling of the system.

3. A mixture of para- and orthohydrogen will serve as a concrete example of such a system.

It is known [1] that, because of the Pauli principle, parahydrogen has only even rotational levels (rotational quantum number J even), and orthohydrogen has odd rotational levels (J odd). A transition involving a change in rotational energy

где n_i — населенность i-го энергетического уровня, w_{ik} — вероятность перехода в единицу времени с уровня i на уровень k.



Изменение разности населенностей $\Delta n = n_3 - n_2$ со временем. Заштрихованная область соответствует отрицательной температуре

Качественный вид возможных изменений разности населенностей со временем показан на рисунке. (Процессы релаксации всегда носят апериодический характер.) Благоприятное изменение для получения состояния с отрицательной температурой представлено на графике жирной кривой. Отличительной ее особенностью является наличие положительного максимума при $t_m > 0$. Поэтому необходимым и достаточным условием возникновения состояния с отрицательной температурой является

$$\max(n_3 - n_2) = A(1-a)e^{-\lambda_1 t_m} + B(1-b)e^{-\lambda_2 t_m} + n_{30} - n_{20} > 0, \tag{3}$$

причем

$$t_m = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln\left[-\frac{B(1-b)}{A(1-a)}\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right] > 0. \tag{4}$$

В этих формулах

$$A = \frac{n_{20} - N_2 - (n_{30} - N_3)b}{b-a}, \quad B = \frac{n_{20} - N_2 - (n_{30} - N_3)a}{a-b},$$

N_3, N_2, n_{30}, n_{20} — равновесные значения населенностей соответственно при начальной и конечной температурах,

$$a = (\lambda_1 - \alpha)/\beta, \quad b = (\lambda_2 - \alpha)/\beta, \qquad \alpha = w_{31} + w_{13} + w_{32},$$
$$\beta = w_{13} - w_{23}, \quad \delta = w_{21} + w_{12} + w_{23}, \quad \gamma = w_{12} - w_{32},$$

λ_1 и λ_2 — корни характеристического уравнения системы (1).

Условия (3) и (4) дают нам необходимые соотношения между $T_н$, $T_к$ и вероятностями перехода w_{ik}. В частности, при $T_н \ll h\nu_{21}/k$ будет $N_2 \approx N_3 \approx 0$. Тогда (3) и (4) эквивалентно простому соотношению

$$w_{12} < w_{13}. \tag{5}$$

Условия (3) и (4) кладут предел начальной температуре, так как при очень большой температуре ни при каком соотношении между вероятностями перехода не может возникнуть состояние с отрицательной температурой. Это произойдет в том случае, если

$$N_3 + N_1 \le 2N_2$$

или

$$1 + \exp\left(h\nu_{31}/kT_н\right) \le 2\exp\left(h\nu_{32}/kT_н\right). \tag{6}$$

Аналогичный анализ можно провести и для случая $T_н > T_к$, т.е. при резком охлаждении системы.

3. Конкретным примером такой системы может служить смесь пара- и ортоводорода.

$J \to J \pm 1$ must be accompanied by a change in molecular modification and therefore has a small probability [2]. Because of this, a mixture of ortho- and parahydrogen behaves like a two-component gas, and when the temperature is changed, thermal equilibrium with respect to the energy of the reciprocating motion and the internal energy of each component is fairly rapidly established, but equilibrium between the components is attained only after a sufficiently long time if no catalyst is present. Let we have ordinary hydrogen (ratio of ortho to para is 3:1). If we cool it in the presence of a catalyst to below 20 K, then it transforms to pure parahydrogen in the state $J = 0$. Upon subsequent heating without a catalyst the rotational levels with even values of J will become filled. The levels with odd J will remain empty, and a negative temperature state will have been created with respect to the transition

$$J_{\text{para}}^{\text{even}} \to J_{\text{ortho}}^{\text{odd}}. \tag{7}$$

Another example of a system permitting the realization of the proposed method is a system of symmetric-top molecules. In these molecules transitions with $\Delta K \neq 0$ are strongly forbidden, so that during a sufficiently strong cooling of a gas of these molecules, all the molecules are found in levels $J = |K|$ and the number of molecules in a given level $J = |K|$ is determined by the summation over all states $J'K$ with $J' > J$ at the initial temperature of the gas. Because of this distribution of molecules over the levels, there will be a state of negative temperature for transitions with $\Delta K \neq 0$.

4. We can estimate the efficiency of similar systems:

$$\eta = E_{\text{rad}} / E_{\text{abs}}. \tag{8}$$

The maximum value of the efficiency will be obtained if the establishment of equilibrium between the levels of the discrete part of the spectrum of one of the subsystems and the emission of stored energy occur so rapidly that the second subsystem does not change temperature significantly during this time:

$$\eta_{\max} = \frac{1}{2}(n_i - n_k) h\nu_{ik} \Bigg/ \int_{T_i}^{T_f} \tilde{C}_v(T)\, dT, \tag{9}$$

where n_i is the population of the working level of the "heated" subsystem, and n_k is the population of the working level of the "cooled" subsystem, whereby $E_i > E_k$; $\tilde{C}_v$ is the specific heat of the "heated" subsystem; $\frac{1}{2} h\nu_{ik}(n_i - n_k)$ is the maximum radiated energy.

Sufficiently fast heating of the system plays an important role in this method for increasing negative temperatures.

In some cases this can be accomplished using fast chemical reactions or shock waves.

References

1. *A. Farkas*. Parahydrogen, Orthohydrogen, and Heavy Hydrogen. The Cambridge Series of Physical Chemistry, 1935.
2. *C.H. Townes and A.L. Shawlow*. Microwave Spectroscopy. N.Y.: McGraw, 1955.

Известно [1], что в силу принципа Паули параводород имеет лишь четные вращательные уровни (вращательное квантовое число J четно), а ортоводород — нечетные вращательные уровни (J нечетно). Переход с изменением вращательной энергии $J \to J \pm 1$ должен сопровождаться изменением модификации молекулы и поэтому маловероятен [2]. В силу этого смесь орто- и параводорода ведет себя как двухкомпонентный газ, и при изменении температуры в системе довольно быстро устанавливается тепловое равновесие по энергии поступательного движения и внутренней энергии каждой компоненты, но для достижения равновесия между компонентами необходимо достаточно долгое время, если нет катализатора, ускоряющего этот процесс. Пусть мы имеем обыкновенный водород (отношение орто- и параводорода равно 3:1). Если его охладить в присутствии катализатора до $T < 20$ К, то он перейдет в чистый параводород в состоянии с $J = 0$. При последующем нагреве без катализатора будут заполняться вращательные уровни с четным значением J. Уровни с нечетным J будут оставаться пустыми, и возникнет отрицательная температура по переходу

$$J_{\text{пара}}^{\text{чет}} \to J_{\text{орто}}^{\text{нечет}}. \tag{7}$$

Еще одним примером систем, допускающих реализацию предлагаемого метода, являются молекулы типа симметричного волчка. В этих молекулах сильно запрещены переходы с $\Delta K \neq 0$ [2], так что при достаточно сильном охлаждении газа, состоящего из молекул типа симметричного волчка, все молекулы окажутся на уровнях $J = |K|$ и число молекул на данном уровне $J = |K|$ определится суммированным по всем состояниям $J'K$ с $J' > J$ при начальной температуре газа. В силу такого распределения молекул по уровням, возникает состояние с отрицательной температурой для переходов с $\Delta K \neq 0$.

4. Можно оценить коэффициент полезного действия подобных систем η:

$$\eta = E_{\text{изл}} / E_{\text{погл}}. \tag{8}$$

Максимальный коэффициент полезного действия $\eta_{\max}$ мы получим в том случае, если установление равновесия между уровнями дискретной части спектра одной из подсистем и высвечивания запасенной при этом энергии происходит настолько быстро, что вторая из подсистем за это время существенно не меняет температуры:

$$\eta_{\max} = \frac{1}{2}(n_i - n_k) h\nu_{ik} \Bigg/ \int_{T_{\text{н}}}^{T_{\text{к}}} \tilde{C}_v(T)\, dT, \tag{9}$$

где n_i — населенность рабочего уровня «нагретой» подсистемы, n_k — населенность рабочего уровня «холодной» подсистемы, причем $E_i > E_k$; $\tilde{C}_v$ — теплоемкость «нагретой» подсистемы; $\frac{1}{2} h\nu_{ik}(n_i - n_k)$ — максимальная энергия излучения.

В рассмотренном методе повышения отрицательных температур важную роль играет достаточно быстрый нагрев системы.

В ряде случаев это можно осуществить, используя быстро протекающие химические реакции или ударные волны.

Литература

1. *А. Фаркас*. Параводород, ортоводород и тяжелый водород. ОНТИ, 1936.
2. *Ч. Таунс, А. Шавлов*. Радиоспектроскопия. ИИЛ, 1959.

Exciting of a semiconductor quantum generator with a fast electron beam[#]

N.G. Basov, O.V. Bogdankevich, and A.G. Devyatkov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted February 12, 1964

The first experiments on the excitation of nonequilibrium carriers in the energy bands of semiconductors by a fast electron beam with the aim of forming a negative-temperature state were reported in [1, 2]. Here, we present the first experimental results on stimulated emission from a CdS crystal.

An irradiation of a CdS single crystal, mounted on a cold finger in a liquid-helium cryostat, by a 200-keV electron beam led to intense green emission from the crystal at a wavelength of 4966 Å. The radiation intensity increased sharply with an increase in the current density. A rise in the current density by a factor of 3 in comparison with the threshold value increased the radiation intensity by two orders of magnitude. The emission line narrowed from 35 to 7 Å simultaneously. The threshold current depended strongly on the crystal quality.

The setup operated in the pulsed mode, with a current pulse width of 2 μs and a repetition frequency of several tens of hertz. At low current densities the afterglow time was 2 μs. At maximum current densities the light pulse coincided exactly with the current pulse in time.

The experiments performed showed that semiconductor lasers can be pumped by a fast electron beam.

References

1. *N.G. Basov and O.V. Bogdankevich*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1963. Vol. 44. P. 1115 [Sov. Phys.-JETP. 1963. Vol. 17. P. 751].
2. *V.S. Vavilov, E.L. Nolle, E.D. Egorov, and S.I. Vintovkin*. Fiz. Tverd. Tela. 1964. Vol. 6. P. 1406 [Sov. Phys.-Solid State. 1964. Vol. 6. P. 1099].

[#] Sov. Phys.-Dokl. 1964. Vol. 9. P. 288.

Возбуждение полупроводникового квантового генератора пучком быстрых электронов[♯]

Н.Г. Басов, О.В. Богданкевич, А.Г. Девятков

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 12 февраля 1964 г.

Ранее уже сообщалось [1, 2] о первых опытах по возбуждению с помощью пучка быстрых электронов неравновесных носителей в зонах полупроводника с целью создания состояния с отрицательной температурой. В данной заметке сообщается о первых результатах экспериментов по получению вынужденного излучения из кристалла CdS.

При облучении монокристалла CdS, помещенного на хладопроводе в гелиевом криостате, пучком электронов с энергией ~200 кэВ наблюдалось интенсивное излучение в зеленой части спектра с длиной волны 4966 Å. При увеличении плотности тока интенсивность свечения резко возрастала. При изменении плотности тока в три раза выше порогового интенсивность свечения увеличивалась на два порядка. Одновременно наблюдалось сужение линии излучения с 35 до 7 Å. Пороговый ток сильно зависел от качества кристаллов.

Установка работала в импульсном режиме с длительностью импульсов тока 2 мксек и частотой в несколько десятков герц. При малых плотностях тока длительность послесвечения кристалла после конца импульса тока составляла 2 мксек. При максимальных плотностях тока импульс света точно совпадал по времени с импульсом тока.

Проведенные опыты показывают возможность использования пучка быстрых электронов для возбуждения полупроводниковых квантовых генераторов.

Литература

1. *Н.Г. Басов, О.В. Богданкевич*. ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 1115.
2. *В.С. Вавилов, Е.Д. Егоров, Э.Л. Нолле, С.И. Винтовкин*. ФТТ. 1964. Т. 6. С. 1406.

[♯] Доклады АН СССР. 1964. Т. 155, № 4. С. 783.

Observation of parametric amplification in the optical range[#]

S.A. Akhmanov, A.I. Kovrigin, A.S. Piskarskas, V.V. Fadeev, and R.V. Khokhlov

Physics Faculty, Moscow State University
Submitted July 23, 1965

We report here the results of an experiment in which we observed directly parametric amplification of an optical signal with wavelength $\lambda_s = 1.06$ μm in a KDP crystal excited by an intense pump wave with $\lambda_p = 0.53$ μm. The feasibility of such an effect in the optical band and its theory were detailed in [1–3]; results of experiments in which parametric amplification at wavelength $\lambda_s = 0.63$ μm has been indirectly registered are described in [4].

In a nonlinear medium with a polarization that depends quadratically on the magnetic field intensity, the energy of an intense pump wave (frequency ω_p) can be transferred to waves with frequencies ω_1 and ω_2 satisfying the relation $\omega_p = \omega_1 + \omega_2$. The energy transfer is most effective if the following relation is satisfied between the wave vectors of the interacting waves (the so-called synchronism condition):

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_p. \tag{1}$$

The parametric amplification effect has a clearly pronounced threshold. An approximate relation (which is valid for sufficiently large crystal length l) for the threshold-pump amplitude $A_{p.thr}$ is [2]:

$$\Gamma_0^2 = \left(\frac{2\pi}{c^2}\right)^2 \frac{\omega_1^2\omega_2^2 A_{p.thr}^2}{k_1 k_2} \frac{(\mathbf{e}_1\chi^{\omega_p-\omega_2}\mathbf{e}_p\mathbf{e}_2)(\mathbf{e}_2\chi^{\omega_p-\omega_1}\mathbf{e}_p\mathbf{e}_1)}{-\cos\widehat{\mathbf{k}_1\mathbf{s}_1}\cos\widehat{\mathbf{s}_1\mathbf{z}_0}\cos\widehat{\mathbf{k}_2\mathbf{s}_2}\cos\widehat{\mathbf{s}_2\mathbf{z}_0}} \simeq \delta_1\delta_2. \tag{2}$$

Here $\mathbf{e}_i$ are unit vectors characterizing the polarization of the interacting waves, $\mathbf{s}_i$ are their ray vectors, $\mathbf{z}_0$ is the normal to the boundary of the nonlinear medium, $\chi^{\omega_p-\omega_i}$ are the spectral components of the nonlinear polarizability tensor, and δ_i is the damping decrements at the frequencies $\omega_{1,2}$. When $A_p < A_{p.thr}$ a wave of frequency ω_1 (signal wave) attenuates on entering the crystal, and the supplementary wave of frequency ω_2, which is produced in the crystal, first increases and then also attenuates. Therefore indirect measurements of parametric amplification, for example, by recording the difference-frequency oscillations (the procedure used in [4]) are not always reliable enough.

[#] JETP Lett. 1965. Vol. 2. PP. 191–193.

Наблюдение параметрического усиления в оптическом диапазоне[♯]

С.А. Ахманов, А.И. Ковригин, А.С. Пискарскас, В.В. Фадеев, Р.В. Хохлов

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
Поступило в редакцию 23 июля 1965 г.

Предметом настоящего сообщения является изложение результатов эксперимента, в котором непосредственно наблюдалось параметрическое усиление оптического сигнала с длиной волны $\lambda_с = 1{,}06$ мкм в кристалле КПП, возбуждаемом интенсивной волной накачки с $\lambda_н = 0{,}53$ мкм. Предложения о возможности реализации указанного эффекта в оптическом диапазоне и его теория изложены в [1–3]; результаты опытов, в которых производилась косвенная регистрация параметрического усиления на волне $\lambda_с = 0{,}63$ мкм, описаны в [4].

В нелинейной среде с поляризацией, квадратично зависящей от напряженности электрического поля, энергия интенсивной волны накачки (частота $\omega_н$) может передаваться волнам с частотами ω_1 и ω_2, удовлетворяющими соотношению $\omega_н = \omega_1 + \omega_2$. Передача энергии происходит наиболее эффективно, если выполняется следующее соотношение между волновыми векторами взаимодействующих волн (так называемое условие синхронизма):

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_н. \tag{1}$$

Эффект параметрического усиления обладает четко выраженным порогом. Приближенное соотношение (справедливое при достаточно большой длине кристалла l) для определения пороговой амплитуды накачки $A_{н\,пор}$ имеет вид [2]:

$$\Gamma_0^2 = \left(\frac{2\pi}{c^2}\right)^2 \frac{\omega_1^2\omega_2^2 A_{н пор}^2}{k_1 k_2} \frac{(\mathbf{e}_1\chi^{\omega_н-\omega_2}\mathbf{e}_н\mathbf{e}_2)(\mathbf{e}_2\chi^{\omega_н-\omega_1}\mathbf{e}_н\mathbf{e}_1)}{-\cos\widehat{\mathbf{k}_1\mathbf{s}_1}\cos\widehat{\mathbf{s}_1\mathbf{z}_0}\cos\widehat{\mathbf{k}_2\mathbf{s}_2}\cos\widehat{\mathbf{s}_2\mathbf{z}_0}} \simeq \delta_1\delta_2. \tag{2}$$

Здесь $\mathbf{e}_i$ — единичные вектора, характеризующие поляризацию взаимодействующих волн, $\mathbf{s}_i$ — их лучевые вектора, $\mathbf{z}_i$ — нормаль к границе нелинейной среды, $\chi^{\omega_н-\omega_i}$ — спектральные компоненты тензора нелинейной поляризуемости, δ_i — декременты затухания на частотах $\omega_{1,2}$. При $A_н < A_{н\,пор}$ волна, входящая в кристалл на частоте ω_1 (сигнальная волна), затухает, а родившаяся в кристалле дополнительная волна с частотой ω_2 сначала растет, а затем также затухает. Поэтому косвенные методы измерения параметрического усиления, например по регистрации колебаний разностной частоты (именно такая методика была принята в [4]) не всегда оказываются достаточно надежными.

[♯] Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. С. 300–305.

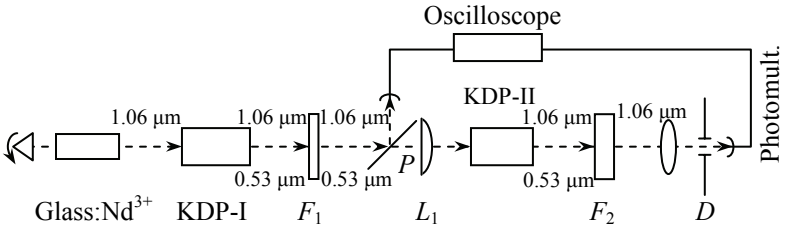


Fig. 1. Block diagram of experimental setup: filter S3S-21 (F_1), infrared filter IKS-1 (F_2), diaphragm (D), cylindrical lens (L_1), plane-parallel plate (P)

In our experiments with KDP crystals, condition (2) was satisfied by using an optical frequency doubler as a pump generator[1]. A block diagram of the experimental setup is shown in Fig. 1. A neodymium-glass laser was used as the master frequency-doubling generator (KDP-I crystal $l = 3$ cm long), and served simultaneously as the generator of the amplified signal. At the output of the frequency doubler, the power ratio of the second harmonic (P_2) to the fundamental radiation (P_1) was $P_2/P_1 = 0.2$–0.3. After passing through the filter system F_1, this ratio became equal to $P_2/P_1 = 10^4$–10^5. Thus, the second, amplifying KDP crystal was fed with a weak signal ($\lambda_s = 1.06$ μm) and a powerful pump wave ($\lambda_p = 1.06$ μm). The pump was focused on crystal KDP-II ($l = 3$ cm) with the aid of a cylindrical lens L_1 (focal distance 13 cm) so that the pump power density in the second crystal reached $S_2 \simeq 100$ MW/cm^2. A two-channel photoelectric circuit or photographic film was used to register the change in the signal intensity in the KDP-II crystal.

The most illustrative results are those obtained by photography of the output signal. Figure 2 shows curves obtained by photometry of the photographed cross section of the signal beam at the output of the amplifier crystal. The abscissas represent the angle θ measured from the synchronism direction in a plane passing through the optical axis; the ordinates represent the signal power in relative units. Curve *1* corresponds to the pump "turned off", and curves *2–5* to the pump "turned on". The latter were obtained under identical controlled experimental conditions. The pump was "turned off" either with the aid of an infrared filter, which left the signal power practically unchanged, or by changing the orientation of the pump beam relative to the synchronism direction in the KDP-II crystal (the gain dropped almost to zero when the beam deflection exceeded 10′).

The curves show that appreciable parametric amplification takes place only in a relatively narrow angle $\Delta\theta_y^{(e)} \simeq 10'$. The maximum gain G_{max} corresponds to the exact synchronism direction. In our experiments, G_{max} fluctuated from flash to flash (see Fig. 2); the average value registered experimentally was $\overline{G}_{max} \simeq 2.5$. The theoretical value $G_{max}^{(theor)} = \exp[2(\Gamma_0 - \delta_s)l]$ for our experimental conditions amounts to 14 (we used the following values: $\Gamma_0 = 2.2\times10^{-6} A_p$ cm^{-1} (A_p is in V/cm), $S_2 = 10^8$ W/cm^2, $l = 3$ cm, and $\delta_s = 0.05$ cm^{-1}). The theoretical value of $\Delta\theta_y^{(t)}$ (the so-

[1] The possibility of observing nonlinear effects in the radiation field of such a generator was demonstrated earlier [5].

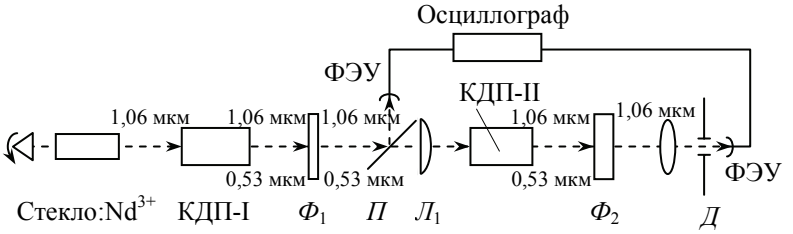


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: $Ф_1$ — фильтр СЗС-21, $Ф_2$ — инфракрасный фильтр ИКС-1, *Д* — диафрагма, $Л_1$ — цилиндрическая линза, *П* — плоскопараллельная пластинка

В наших опытах с кристаллами КДП условие (2) удовлетворялось при использовании в качестве генератора накачки оптического удвоителя частоты[1]. Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Здесь лазер на стекле, активированном неодимом, использовался в качестве задающего генератора удвоителя частоты (кристалл КДП-I длиной $l = 3$ см) и одновременно в качестве генератора усиливаемого сигнала. На выходе удвоителя частоты соотношение мощностей второй гармоники (P_2) и основного излучения (P_1) составляло $P_2/P_1 = 0{,}2$–$0{,}3$. После системы фильтров $Ф_1$ это отношение становилось равным $P_2/P_1 = 10^4$–10^5. Таким образом, на второй, усилительный кристалл КДП подавался слабый сигнал ($\lambda_с = 1{,}06$ мкм) и мощная волна накачки ($\lambda_н = 0{,}53$ мкм). Волна накачки фокусировалась на кристалл КДП-II ($l = 3$ см) с помощью цилиндрической линзы $Л_1$ (фокусное расстояние 13 см), так что плотность мощности накачки во втором кристалле достигала $S_2 \simeq 100$ МВт/см^2. Для регистрации изменения интенсивности сигнала в кристалле КДП-II использовалась двухканальная фотоэлектрическая схема или фотопленка.

Наиболее наглядными являются результаты, полученные при фотографической регистрации выходного сигнала. На рис. 2 приведены кривые, полученные путем фотометрирования фотографий поперечного сечения луча сигнала на выходе усилительного кристалла. По оси абсцисс отложен угол θ, отсчитываемый от направления синхронизма в плоскости, проходящей через оптическую ось; по оси ординат — мощность сигнала в относительных единицах. Кривая *1* соответствует «выключенной» накачке, а кривые *2–5* — «включенной». Причем последние получены при одинаковых контролируемых условиях опыта. «Выключение» накачки осуществлялось либо с помощью инфракрасного фильтра, оставляющего мощность сигнала практически неизменной, либо путем изменения ориентации луча накачки относительно направления синхронизма в кристалле КДП-II (усиление практически полностью пропадало при угловом отклонении, бóльшем 10′).

Из приведенных кривых видно, что заметное параметрическое усиление имеет место лишь в сравнительно узком угле $\Delta\theta_y^{(э)} \simeq 10'$. Максимальное усиление $G_{макс}$ соответствует точному направлению синхронизма. В наших опытах величина $G_{макс}$ флуктуировала от вспышки к вспышке (см. рис. 2); среднее

[1] Возможность наблюдения нелинейных эффектов в поле излучения такого генератора была продемонстрирована ранее [5].

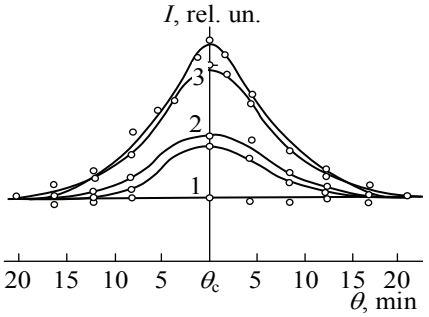


Fig. 2. Angular distribution of signal intensity at the output of the amplifying crystal

called capture angle) is determined from the condition $\Delta = k\Delta\theta_y^{(t)} = 2k\Gamma_0$ (here $\Delta = 2k_s - k_p$ for rays deviating from the synchronism direction). For our crystals $k = 0.25\times10^4$ cm^{-1} and $\Delta\theta_y^{(t)} \simeq 1.5'$. The difference between $\Delta\theta_y^{(t)}$ and $\Delta\theta_y^{(e)}$ is connected, in our opinion, with the finite width of the spectrum and with the divergence of the pump wave.

The appreciable fluctuations of the parametric amplification from pulse to pulse and the small average gain (compared with theoretical) may be due to singularities of the parametric interaction in the degenerate mode. Indeed, we know that in the degenerate mode the gain is equal to $G_{\max}^{(\text{theor})}$ only in the presence of an optimal phase shift between the pump and the signal. In our installation the phase shift was produced by a system of filters located between crystals I and II. At the same time, it must be noted that the phase selectivity of the degenerate optical parametric amplifier with multimode pumping (in our experiments the width of the pump spectrum reached 10 Å) is smaller than under single-mode conditions; the spectrum of the multimode signal broadens upon interaction with the multimode pump; additional modes appear, the gain of which is governed by the laws of nondegenerate parametric amplification.

The gain attained by us is sufficient for realization of a parametric light generator—a device which makes possible continuous tuning of the frequency of coherent optical oscillations[2].

We are grateful to V.G. Dmitriev for useful discussions.

References

1. *R.H. Kingston*. Proc. IRE. 1962. Vol. 50. P. 472.
2. *S.A. Akhmanov and R.V. Khokhlov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1962. Vol. 43. P. 351 [Sov. Phys.-JETP. 1963. Vol. 16. P. 252]; Problema nelineinoi optiki (The Problem of Nonlinear Optics). M., 1964.
3. *N.M. Kroll*. Phys. Rev. 1962. Vol. 27. P. 1207.
4. *C. Wang and G. Rocette*. Appl. Phys. Lett. 1965. Vol. 8, No. 8.
5. *S.A. Akhmanov, A.I. Kovrigin, M.M. Strukov, and R.V. Khokhlov.* Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1965. Vol. 1, No. 1. P. 42 [JETP Lett. 1965. Vol. 1. P. 25].
6. *J.A. Giordmaine and R.C. Miller*. Paper at the Conference on Quantum Electronics, 28–30 June, 1965. San Juan, Puerto Rico.

[2] Giordmaine and Miller [6] recently reported the construction of a tunable light generator with a new, high-efficiency nonlinear $LiNbO_3$ crystal.

значение, зарегистрированное экспериментально, составляло $\overline{G}_{\text{макс}} \simeq 2{,}5$. Теоретическое значение $G_{\text{макс}}^{(\text{теор})} = \exp[2(\Gamma_0 - \delta_{\text{с}})l]$ для условий, соответствующих эксперименту, составляет $G_{\text{макс}}^{(\text{теор})} = 14$ (здесь использовались следующие значения: $\Gamma_0 = 2{,}2 \cdot 10^{-6} A_{\text{н}}$ см$^{-1}$; где $A_{\text{н}}$ выражено в В/см, $S_2 = 10^8$ Вт/см^2; $l = 3$ см; $\delta_c = 0{,}05$ см$^{-1}$). Теоретическое значение $\Delta\theta_y^{(\text{т})}$ (так называемый угол захватывания) определяется из условия: $\Delta = k\Delta\theta_y^{(\text{т})} = 2k\Gamma_0$ (здесь $\Delta = 2k_{\text{с}} - k_{\text{н}}$ для лучей, отклоняющихся от направления синхронизма). Для наших кристаллов $k = 0{,}25 \cdot 10^4$ см$^{-1}$ и $\Delta\theta_y^{(\text{т})} \simeq 1{,}5'$. Различие $\Delta\theta_y^{(\text{т})}$ и $\Delta\theta_y^{(\text{э})}$ связано, по нашему мнению, с конечной шириной спектра и расходимостью волны накачки.

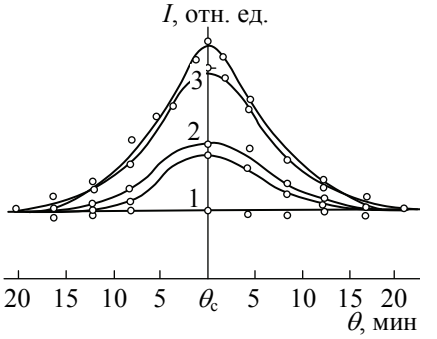


Рис. 2. Распределение интенсивности сигнала на выходе усилительного кристалла по направлениям

Значительные флуктуации параметрического усиления от импульса к импульсу и небольшая (в сравнении с теоретической) величина среднего усиления могут быть связаны с особенностями параметрического взаимодействия в вырожденном режиме. Действительно, в вырожденном режиме величина усиления равна $G_{\text{макс}}^{(\text{теор})}$, как известно, лишь при наличии оптимального сдвига фаз между накачкой и сигналом. В нашей установке роль фазовращателя играла система фильтров, расположенных между кристаллами I и II. Вместе с тем следует отметить, что фазовая селективность вырожденного оптического параметрического усилителя с многомодовой накачкой (в наших опытах ширина спектра накачки достигала 10 Å) меньше, нежели в одномодовом режиме; спектр многомодового сигнала при взаимодействии с многомодовой накачкой расширяется; появляются дополнительные моды, усиление которых происходит по законам невырожденного параметрического усиления.

Достигнутое нами значение усиления достаточно для реализации параметрического генератора света — прибора, позволяющего осуществить плавную перестройку частоты когерентных оптических колебаний[2].

Мы признательны В.Г. Дмитриеву за полезные дискуссии.

Литература

1. *R.H. Kingston*. Proc. IRE. 1962. Vol. 50. P. 472.
2. *С.А. Ахманов, Р.В. Хохлов*. ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 351; Проблема нелинейной оптики. М., 1964.
3. *N.M. Kroll*. Phys. Rev. 1962. Vol. 27. P. 1207.
4. *C. Wang, G. Rocette*. Appl. Phys. Lett. 1965. Vol. 8, No. 8.
5. *С.А. Ахманов, А.И. Ковригин, М.М. Струков, Р.В. Хохлов*. Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 1, вып. 1. С. 42.
6. *J.A. Giordmine, R.C. Miller*. Докл. на конф. по квантовой электронике, 28–30 июня 1965 г. Сан-Хуан, Порто-Рико.

[2] В недавно появившейся работе Джордмэйна и Миллера [6] перестраиваемый генератор света был запущен на новом, высокоэффективном нелинейном кристалле $LiNbO_3$.

Induced radiation in optically excited gallium arsenide[#]

N.G. Basov, A.Z. Grasyuk, and V.A. Katulin

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted January 4, 1965

The generation of negative-temperature states in semiconductors was proposed and theoretically analyzed in [1–4]. The recombination luminescence in a GaAs crystal pumped by a ruby laser was observed and experimentally investigated in [5]. Here, we report the results of the preliminary studies of the induced radiation and lasing of a GaAs semiconductor crystal pumped by a Q-switched ruby laser.

The sample (Fig. 1) cut from a GaAs single crystal was 2×1 mm in size and 0.5 mm thick. The polished flat sample surface S, exposed to the pump light, lay in the (111) plane. The two surfaces S_1 and S_2 with the (110) orientation (i.e., perpendicularly to S) formed a plane-parallel cavity. The sample was mounted on a cold finger cooled by liquid nitrogen. For the convenience of alignment, an GaAs injection laser was located near the sample. The radiation from the GaAs single crystal (and from the p–n junction laser) was directed to an ICP-51 spectrograph. A filter F, opaque for the pump light ($\lambda = 6943$ Å), was installed before the spectrograph. The sample radiation was either recorded on a photographic film or detected visually, using an image converter. The energy of the pump laser pulse was monitored by a photomultiplier.

An exposure of the GaAs sample to an unfocused ruby laser pulse with an energy of about 0.1 J (power 2 MW) yielded a rather narrow recombination luminescence line in the spectral range from 8340 to 8400 Å at the output of the ICP-51 spectrograph. An increase in the pump pulse energy to 0.15 J led to a sharp narrowing of the lasing line at the wavelength $\lambda = 8365$ Å. The line narrowing was accompanied by a narrowing of the directional radiation pattern of the sample and a sharp

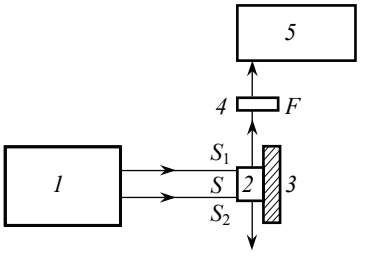


Fig. 1. (*1*) Q-switched ruby laser; (*2*) sample (GaAs single crystal); (S_1, S_2) sample reflecting planes, forming a cavity; (*3*) cold finger; (*4*, *F*) filter opaque for the pump light; (*5*) ICP-51 spectrograph. (⇉) pump light direction and (→) radiation from the sample

[#] Sov. Phys.-Dokl. 1965. Vol. 10. P. 343–344.

Индуцированное излучение в арсениде галлия при оптическом возбуждении[#]

Н.Г. Басов, А.З. Грасюк, В.А. Катулин

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 4 января 1965 г.

Получение состояний с отрицательной температурой в полупроводниках было предложено и теоретически исследовано в [1–4]. В [5] наблюдалось и экспериментально исследовалось рекомбинационное свечение кристалла GaAs при возбуждении его светом оптического квантового генератора (ОКГ) на рубине. В данной работе излагаются результаты предварительных исследований индуцированного излучения и генерации полупроводникового кристалла GaAs при возбуждении его светом ОКГ на рубине с модулированной добротностью.

Образец (рис. 1) размерами 2×1 мм, толщиной 0,5 мм изготовлялся из монокристаллического GaAs. Полированная плоская поверхность образца *S,* облучаемая светом накачки, совпадала с кристаллографической плоскостью (111). Две перпендикулярные к ней плоскости S_1, S_2, соответствующие кристаллографической плоскости (110), образовывали плоскопараллельный резонатор. Образец крепился к хладопроводу, охлаждаемому жидким азотом. Для удобства юстировки рядом с образцом помещался инжекционный ОКГ из арсенида галлия. Излучение от монокристаллического образца GaAs (и ОКГ на *p–n*-переходе) направлялось в спектрограф ИСП-51. Перед спектрографом устанавливался фильтр *Ф,* не пропускавший свет накачки ($\lambda = 6943$ Å). Регистрация излучения образца велась либо на фотопленку, либо визуально с помощью электронно-оптического преобразователя. Энергия импульса излучения ОКГ накачки контролировалась с помощью фотоумножителя.

При облучении образца GaAs несфокусированным световым импульсом ОКГ на рубине с энергией около 0,1 Дж (мощность 2 МВт) на выходе спектрографа ИСП-51 наблюдалась суженная спектральная линия рекомбинаци-

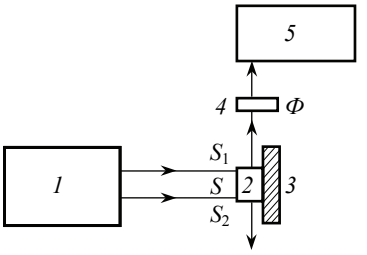


Рис. 1. *1* — ОКГ на рубине с модулированной добротностью; *2* — монокристалл GaAs; S_1, S_2 — отражающие плоскости образца, образующие резонатор; *3* — хладопровод; *4* — (*Ф*) — фильтр, не пропускающий света накачки; *5* — спектрограф ИСП-51. $\rightrightarrows$ направление света накачки; → излучение образца

[#] Доклады АН СССР. 1965. Т. 161, № 6. С. 1306–1307.

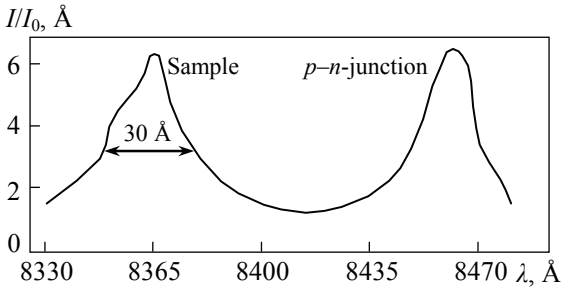


Fig. 2. Emission spectral lines of the sample (carrier concentration 2×10^{17} см$^{-3}$, mobility 3500 cm$^2\cdot$V$^{-1}\cdot$s^{-1}) and *p–n* junction injection laser

increase in the spectral line intensity. The results of treating the spectrogram of the sample lasing and the *p–n* junction laser radiation are shown in Fig. 2.

The relatively large lasing linewidth $\Delta\lambda = 32$ Å appears to be due to the large number of the types of oscillations whose eigenfrequencies correspond to the spectral range covered by the spontaneous recombination luminescence line; these lines obey simultaneously the self-excitation condition. Indeed, even the wavelength range between the axial modes in the cavity was 1 Å, i.e., below the spectrograph resolution (4 Å). Hence, the separate lasing modes could not be resolved.

As was noted in [6,7], the best way to form the negative-temperature state in a semiconductor of the GaAs type (with a high probability of interband radiative transitions) is to use monochromatic radiation with a photon energy slightly exceeding the bandgap energy. Such radiation can be obtained in the case of Raman scattering of ruby laser radiation from liquids and gases. The GaAs sample was pumped using the Raman Stokes component of ruby laser radiation in liquid nitrogen [8]. To this end, a Dewar flask with liquid nitrogen was placed between the laser and sample. A lens was installed before the input window of the Dewar flask, and a second lens, confocal with the first one, was placed at the output window. An IR filter, transparent for only the Raman Stokes component ($\lambda = 8281$ Å) was placed before the sample. The measurements showed that at a laser pulse energy of about 0.3 J up to 15 % of the total energy is transformed into the Stokes component. With a Stokes component slightly focused to 0.2 J$\cdot$cm^{-2}, lasing arose both at liquid-nitrogen and room temperatures (Fig. 3). The quantum yield was about 4%, and the laser beam divergence amounted to 4º.

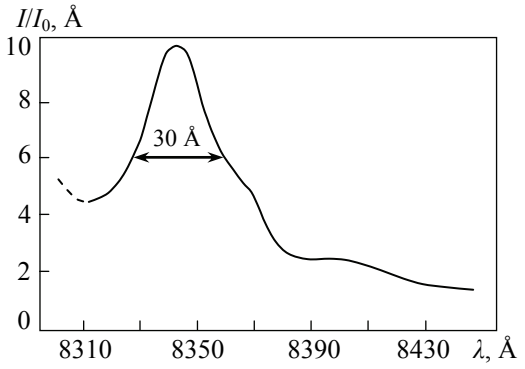


Fig. 3. Sample lasing line at liquid-nitrogen temperature (carrier concentration 1.55×10^{17} cm^{-3}, mobility 4450 cm$^2\cdot$V$^{-1}\cdot$s^{-1}) under pumping by the Raman Stokes component of ruby laser radiation in liquid nitrogen. A similar GaAs lasing line was also observed at room temperature, peaking at при $\lambda \approx 9000$ Å

We are grateful to P.G. Eliseev for developing the technology and fabricating plane-parallel cavities by the splitting method.

онного свечения в спектральном интервале от 8340 до 8400 Å. При увеличении энергии импульса света накачки до 0,15 Дж наступало резкое сужение спектральной линии (генерация) на длине волны $\lambda = 8365$ Å. Сужение спектральной линии сопровождалось сужением диаграммы направленности излучения образца, а также резким увеличением спектральной интенсивности линии. Результаты обработки спектрограммы генерации образца и ОКГ на *p–n*-переходе представлены на рис. 2. Сравнительно большая ширина линии генерации $\Delta\lambda = 32$ Å, по-видимому, связана с большим числом типов колебаний, собственные частоты которых приходятся на спектральный интервал, занимаемый линией спонтанного рекомбинационного свечения, и для которых одновременно выполняется условие самовозбуждения. Действительно, интервал (в длинах волн) даже между аксиальными модами в резонаторе составлял 1 Å и был меньше разрешающей способности спектрографа, равной 4 Å. Это не позволяло разрешить отдельные генерируемые моды.

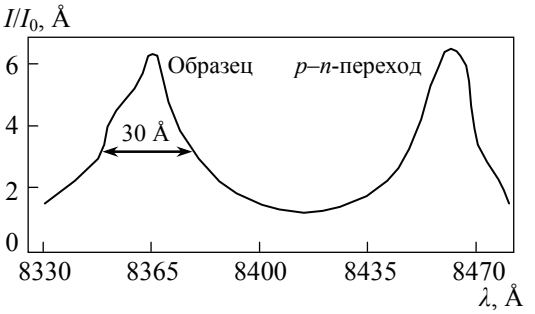


Рис. 2. Спектральные линии генерации образца (концентрация носителей $2\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, подвижность 3500 см^2/(В·сек)) и инжекционного лазера на *p–n*-переходе

Как отмечалось в [6, 7], для создания отрицательной температуры в полупроводнике типа GaAs (с большой вероятностью излучательных переходов зона–зона) лучше всего использовать монохроматическое излучение, у которого энергия фотона незначительно превышает энергетическую ширину запрещенной зоны. Такое излучение можно получить при комбинационном рассеянии света ОКГ на рубине в жидкостях и газах. Для возбуждения образца GaAs нами была использована стоксова компонента комбинационного рассеяния излучения ОКГ на рубине в жидком азоте [8]. Для этого между ОКГ и образцом помещался дьюар с жидким азотом. Перед входным окном дьюара устанавливалась линза, у выходного окна — вторая линза, конфокальная с первой. Перед образцом ставился инфракрасный светофильтр, пропускавший только

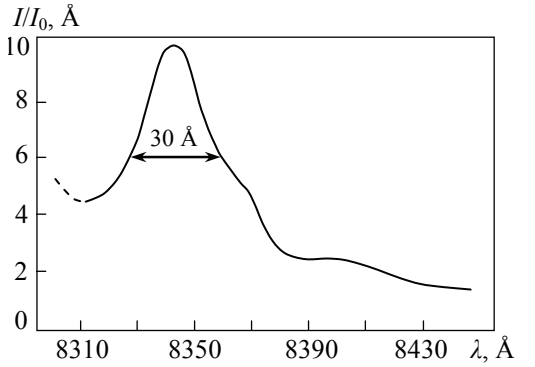
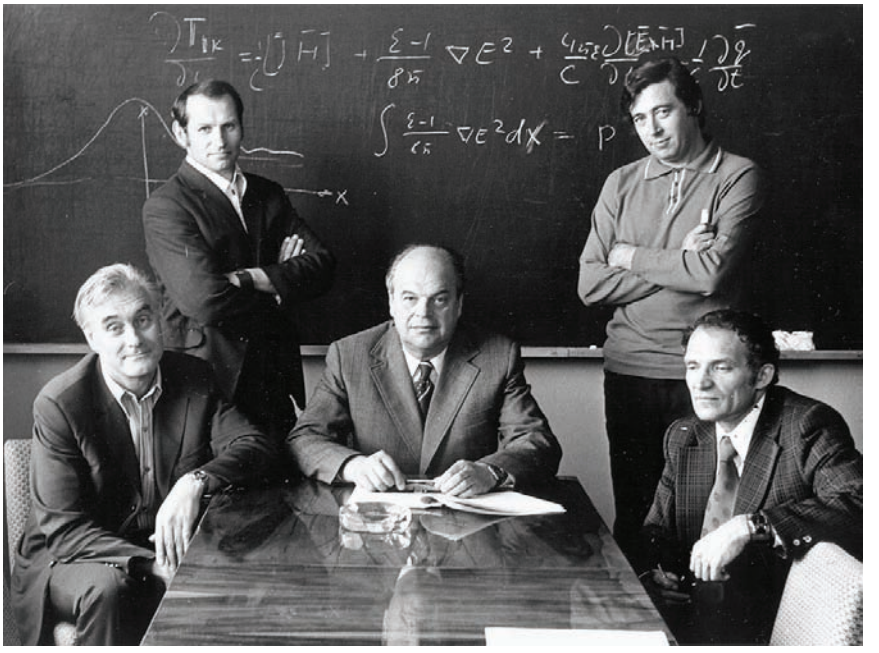


Рис. 3. Спектральная линия генерации образца (при температуре жидкого азота) (концентрация носителей $1{,}55\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, подвижность 4450 см^2/(В·сек)) под действием стоксовой компоненты комбинационного рассеяния излучения ОКГ на рубине и жидком азоте. Аналогичная линия генерации GaAs наблюдалась и при комнатной температуре с максимумом при $\lambda \approx 9000$ Å

References

1. *N.G. Basov, B.M. Vul, and Yu.M. Popov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1959. Vol. 37. P. 587 [Sov. Phys.-JETP. 1960. Vol. 10. P. 416].
2. *N.G. Basov, O.N. Krokhin, and Yu.M. Popov*. Usp. Fiz. Nauk. 1960. Vol. 72. P. 161 [Sov. Phys.-Usp. 1961. Vol. 3. P. 702].
3. *N.G. Basov, O.N. Krokhin, and Yu.M. Popov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1961. Vol. 40. P. 1879 [Sov. Phys.-JETP. 1961. Vol. 13. P. 1320].
4. *N.G. Basov*. In Proc. III Conf. on Quantum Electronics. Vol. 2. Paris–N.Y., 1964.
5. *N.G. Basov, L.M. Lisitsyn, and B.D. Osipov*. Dokl. Akad. Nauk. 1963. Vol. 149. P. 561.
6. *Yu.M. Popov*. Doctoral Dissertation. FIAN. Moscow, 1963.
7. *N.G. Basov and O.N. Krokhin.* Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1964. Vol. 46, No. 4. P. 1508.
8. *P.P. Stoicheff*. Rendiconti della Scuola Intern. Fisica “Enrico Fermi”. Varenna, 1961. Bologna, 1963.



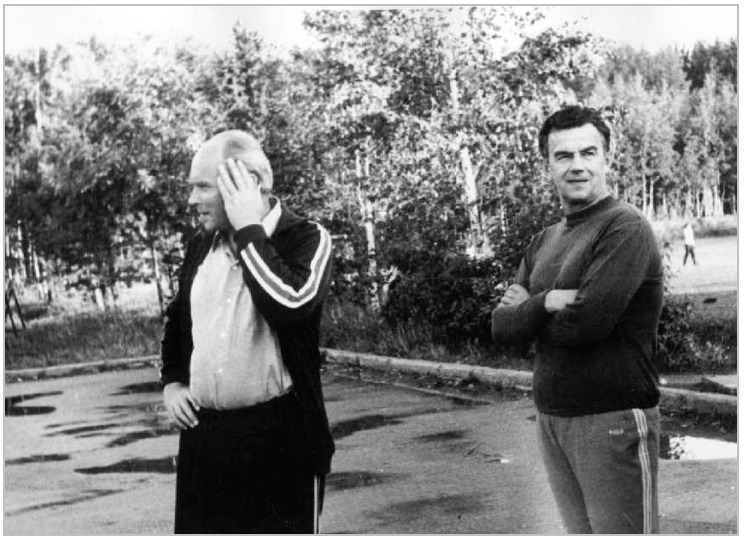
О.Н. Крохин, Е.Г. Гамалий, Н.Г. Басов, Ю.В. Афанасьев и В.Б. Розанов
O.N. Krokhin, E.G. Gamalii, N.G. Basov, Yu.V. Afanasiev, and V.B. Rozanov

стоксову компоненту комбинационного рассеяния ($\lambda = 8281$ Å). Измерения показали, что при энергии в импульсе излучения ОКГ около 0,3 Дж в стоксову компоненту преобразуется до 15 % всей энергии. При небольшой фокусировке излучения стоксовой компоненты до значений 0,2 Дж/см^2 генерация возникала как при температуре жидкого азота, так и при комнатной температуре (рис. 3). Квантовый выход составлял около 4 %, расходимость луча 4º.

Авторы выражают благодарность П.Г. Елисееву за разработку технологии и изготовление плоскопараллельных резонаторов методом скалывания.

Литература

1. *Н.Г. Басов, Б.М. Вул, Ю.М. Попов.* ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 587.
2. *Н.Г. Басов, О.Н. Крохин*, *Ю.М. Попов*. УФН. 1960. Т. 72. С. 161.
3. *Н.Г. Басов, О.Н. Крохин*, *Ю.М Попов*. ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1879.
4. *Н.Г. Басов*. III конф. по квантовой электронике. Т. 2. Париж–Нью-Йорк, 1964.
5. *Н.Г. Басов, Л.М. Лисицын, Б.Д. Осипов*. ДАН. 1963. Т. 149. С. 561.
6. *Ю.М. Попов*. Докторская диссертация. ФИАН, 1963.
7. *Н.Г. Басов, О.Н. Крохин*. ЖЭТФ. 1964. Т. 46, вып. 4. С. 1508.
8. *P.P. Stoicheff.* Rendiconti della Scuola Intern. Fisica “Enrico Fermi”. Varenna, 1961. Bologna, 1963.



С.А. Ахманов и Р.В. Хохлов на футбольном поле
S.A. Akhmanov and R.V. Khokhlov at the football field

Laser with nonresonant feedback[#]

R.V. Ambartsumyan, N.G. Basov, P.G. Kryukov, and V.S. Letokhov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted February 9, 1966

1. In quantum generators operating in the radio and optical bands, the feedback is resonant [1, 2]. This is a consequence of the use of resonators (cavity in the radio band and Fabry–Perot in the optical band), which have a minimum electromagnetic-energy loss in the region of relatively narrow frequency intervals. Generators with resonant feedback therefore emit one or several modes, which usually interact weakly with one another and can be regarded as isolated.

In this letter we report achievement of laser action with nonresonant feedback using high-gain ruby crystals. The nonresonant feedback was by backward scattering from a volume or a surface. When a light wave is incident on the scatters, one part of the energy is dissipated in other modes of the "resonator" and another part leaves the scatterer. As a result, the resonator modes interact strongly and, strictly speaking, are not isolated. The natural-frequency spectrum of such a "stochastic" resonator is continuous. The lack of resonant properties in a stochastic resonator signifies that the generation frequency should not depend on the length of the resonator, but should be determined by the resonant frequency of the active medium.

2. The diagram of the laser is shown in Fig. 1. The active medium comprises two ruby crystals *2* and *3* in series, each 24 cm long and 1.8 cm in diameter, whose ends are cut at the Brewster angle to prevent self-excitation. The feedback was produced with the aid of mirror *4* which reflected 99 % of the light, and a volume or surface scatterer *1*. The volume scatterer was a suspension of chalk particles with diameter not more than 2×10^{-3} cm in water, and the surface scatterer was a plate with a layer of sputtered MgO. The light flux transmitted by mirror *4* and attenuated by filter *5* was recorded by photocell *6* and oscilloscope *7* and its spectrum was measured with a Fabry–Perot interferometer. The gain of the weak signal in one passage through the two crystals reached 900.

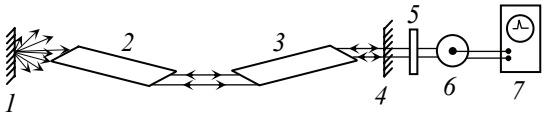


Fig. 1. Diagram of experiment

[#] JETP Lett. 1966. Vol. 3. PP. 167–169.

Лазер с нерезонансной обратной связью[#]

Р.В. Амбарцумян, Н.Г. Басов, П.Г. Крюков, В.С. Летохов

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 9 февраля 1966 г.

1. В квантовом генераторе радио- и оптического диапазонов обратная связь является резонансной [1, 2]. Последнее есть следствие применения резонаторов (объемного в радиодиапазоне и Фабри–Перо в оптическом диапазоне), которые имеют минимум потерь электромагнитной энергии в области сравнительно узких интервалов частот. Поэтому генераторы с резонансной обратной связью излучают один или несколько типов колебаний, которые обычно слабо взаимодействуют между собой и могут рассматриваться как изолированные.

В настоящем письме сообщается о получении генерации с нерезонансной обратной связью на кристаллах рубина, имеющих высокое усиление. Нерезонансная обратная связь осуществлялась при обратном рассеянии на рассеивающем объеме или поверхности. При падении световой волны на рассеиватель часть энергии рассеивается в другие типы колебаний «резонатора», а другая часть покидает его. В результате типы колебаний резонатора сильно взаимодействуют и, строго говоря, не являются изолированными. Спектр собственных частот такого «стохастического» резонатора является сплошным. Отсутствие резонансных свойств у стохастического резонатора означает, что частота генерации не должна зависеть от длины резонатора, а определяется резонансной частотой активного вещества.

2. Схема лазера приведена на рис. 1. Активной средой являются два последовательных кристалла рубина *2* и *3* длиной 24 см и диаметром 1,3 см каждый, торцы которых для предотвращения самовозбуждения срезаны под углом Брюстера. Обратная связь осуществлялась с помощью зеркала *4*, отражавшего 99 % света, и объемного или поверхностного рассеивателя *1*. В качестве объемного рассеивателя использовалась взвесь частиц мела диаметром не более $2\cdot10^{-3}$ см в воде, а в качестве поверхностного рассеивателя — пластинка со слоем напыленного MgO. Световой поток, пропущенный зеркалом *4* и ослабленный светофильтром *5*, для регистрации поступал на фотоэлемент *6* и осциллограф *7*, а для измерения спектра — на эталон Фабри–Перо. Усиление слабого сигнала на двух кристаллах за проход достигало 900.

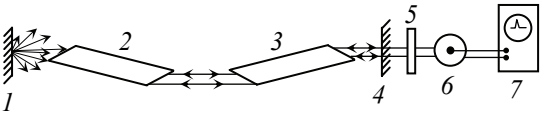


Рис. 1. Схема эксперимента

[#] Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. С. 261–264.

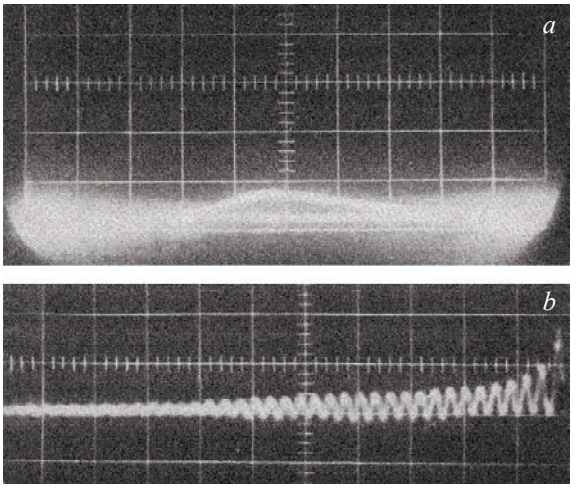


Fig. 2. Laser emission below threshold (*a*) and above threshold (*b*)

3. The condition of self-excitation of the laser was in our case ($\Omega_{sc} \gg \Omega_{gen}$):

$$k^2 r \frac{\Omega_{gen}}{\Omega_{sc}} \frac{\alpha}{2} = 1, \tag{1}$$

where k is the gain in one passage, r is the reflection coefficient of the mirror, Ω_{gen} is the effective solid angle in which the generated radiation propagates, Ω_{sc} is the effective solid angle of backward scattering, and α is the backscattering coefficient in an angle 2π sr; the factor 1/2 is due to the complete depolarization of the radiation upon scattering. Approximately we can set $\Omega_{gen} = (P/L)^2$, where P is the crystal diameter and L is the average distance between the mirror and the scatterer. For an ideal scatterer $\Omega_{sc} = 2\pi$. In the experiment $L = 100$ cm, $P = 1.8$ cm, and $r \approx 1.0$. For scattering from a surface $\alpha \approx 0.9$ and $\Omega_{sc} = 2\pi$, and for volume scattering $\alpha \approx 0.5$ but $\Omega_{sc} < 2\pi$. Therefore the threshold gain in one passage is of the same order in both cases, $k \approx 200$. The use of mirror *4* in the laser mode does not lead to the appearance of resonant properties, but greatly reduces the generation threshold. If two scatterers were used, the attained generation threshold gain would be $k \approx 4\times10^4$.

4. Figure 2*a* shows the oscillogram of the laser emission with pump energy below threshold, and Fig. 2*b* — with above-threshold pump energy and feedback produced by volume scattering. Figure 2*b* shows clearly the damped pulsations characteristic of the lasing mode. The threshold is practically independent of the angle of inclination of the scatterer, over a wide range, but increases with increasing distance between the scatterer and the crystal, in agreement with condition (1). The spectrum was investigated with the aid of a Fabry–Perot interferometer with air gap 3 cm. The radiation line width was smaller than 0.015 cm^{-1} and was determined by the resolution of the interferometer (the spontaneous emission line width of ruby is 15 cm^{-1}). An investigation of the beat radiation spectrum has shown that there are no frequencies of the $c/2L$ type, characteristic of lasers with resonant feedback. The angular divergence of the radiation was $\sim P/L$, and the distribution of the radiation

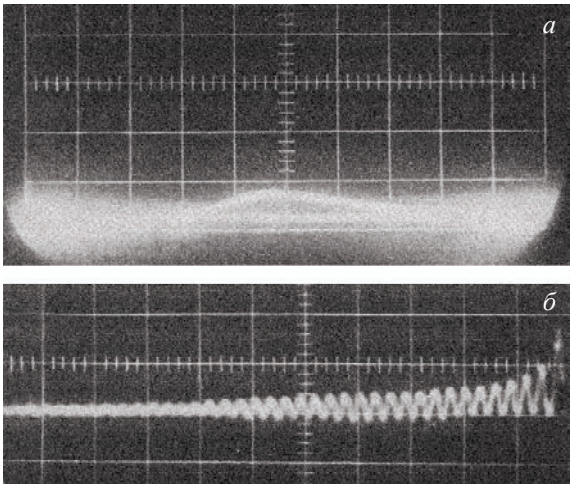


Рис. 2. Излучение лазера до порога (*а*) и выше порога (*б*)

3. Условие самовозбуждения лазера в нашем случае ($\Omega_{расс} \gg \Omega_{генер}$) имеет вид

$$k^2 r \frac{\Omega_{генер}}{\Omega_{расс}} \frac{\alpha}{2} = 1, \qquad (1)$$

где k — усиление за проход; r — коэффициент отражения зеркала; $\Omega_{генер}$ — эффективный телесный угол, в котором распространяется генерируемое излучение; $\Omega_{расс}$ — эффективный телесный угол обратного рассеяния; α — коэффициент обратного рассеяния в угол 2π стер; множитель 1/2 возникает из-за полной деполяризации излучения при рассеянии. Приближенно $\Omega_{генер} = (P/L)^2$, где P — диаметр кристалла, L — среднее расстояние между зеркалом и рассеивателем. Для идеального рассеивателя $\Omega_{расс} = 2\pi$. В эксперименте $L = 100$ см, $P = 1{,}8$ см, $r \approx 1{,}0$. При рассеянии на поверхности $\alpha \approx 0{,}9$, $\Omega_{расс} = 2\pi$, а при объемном рассеянии $\alpha \approx 0{,}5$, но $\Omega_{расс} < 2\pi$. Поэтому пороговое усиление на проход в обоих случаях одного порядка $k \approx 200$. Использование в лазере зеркала *4* не приводит к появлению резонансных свойств, но существенно понижает порог генерации. При использовании двух рассеивателей порог генерации достигался бы при усилении $k \approx 4 \cdot 10^4$.

4. На рис. 2*а* приведена осциллограмма излучения лазера при накачке ниже пороговой, а на рис. 2*б* — при накачке выше пороговой при обратной связи на объемном рассеивателе. На рис. 2*б* отчетливо видны затухающие пульсации, характерные для режима генерации. Порог практически не зависит от угла наклона рассеивателя в широких пределах, но повышается при удалении рассеивателя от кристалла, что согласуется с условием (1). Исследование спектра производилось с помощью эталона Фабри–Перо с воздушным промежутком 3 см. Ширина линии излучения была меньше 0,015 см$^{-1}$ и определялась разрешающей способностью эталона (ширина линии спонтанного излучения рубина 15 см$^{-1}$). Исследование спектра биений излучения показало

field in the far zone was quite homogeneous. A pulse with duration 200 nsec was obtained in the case of Q-switching of the stochastic resonator.

5. The average frequency of the generated radiation in the laser with nonresonant feedback was determined by the position of the center of the atomic transition, and not by the resonance of the feedback. It is consequently possible to produce an optical frequency standard on the basis of a laser with nonresonant feedback. It is necessary to use for this purpose high-gain atomic transitions in a gas discharge (Ne, Xe, etc.) operating in the continuous mode, and also scatterers with narrow backscattering directivity pattern.

6. It must be noted that generation with feedback due to scattering by inhomogeneities of the crystal and by the matte side surface of the crystal can limit the maximum gain. The case of generation by "random modes" by a matte side surface of a crystal was considered theoretically by Fleck [3]. In our experiment such a generation was produced at maximum pump energy, when the generation occurs in a definite cone of angles.

References

1. *N.G. Basov and A.M. Prokhorov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1954. Vol. 27. P. 431 [Sov. Phys.-JETP]; *J.P. Gordon, H.J. Zeiger, and C.H. Townes*. Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P. 282.
2. *A.M. Prokhorov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1958. Vol. 34. P. 1658 [Sov. Phys.-JETP. 1958. Vol. 7. P. 1140]; *C.H. Townes*. Phys. Rev. 1958. Vol. 112. P. 1940.
3. *J.A. Fleck*. J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. P. 1301.

В.С. Летохов
V.S. Letokhov

отсутствие частот типа $c/2L$, характерных для лазеров с резонансной обратной связью. Угловая расходимость излучения $\sim P/L$, а распределение поля излучения в дальней воне является весьма однородным. При модуляции добротности стохастического резонатора был получен импульс с длительностью 200 нсек.

5. Средняя частота генерируемого излучения в лазере с нерезонансной обратной связью определяется положением центра атомного перехода, а не резонанса обратной связи. Следовательно, на основе лазера с нерезонансной обратной связью можно создать оптический стандарт частоты. Для этого следует использовать атомные переходы с большим коэффициентом усиления в газовом разряде Ne, Xe и др. в непрерывном режиме, а также рассеиватели с узкой диаграммой обратного рассеяния.

6. Следует отметить, что генерация с обратной связью за счет рассеяния на неоднородностях кристалла и боковой матированной поверхности кристалла может ограничить максимальное усиление. Теоретически случай генерации на «случайных модах» боковой матированной поверхности кристалла рассматривался в работе Флека [3]. В наших экспериментах такая генерация возникала при максимальной накачке. В этом случае генерация происходит в определенном конусе углов.

Литература

1. *Н.Г. Басов, А.М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1954. Т. 27. С. 431; *J.P. Gordon, H.J. Zeiger*, *C.H. Townes*. Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P. 282.
2. *А.М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 1658; *C.H. Townes*. Phys. Rev. 1958. Vol. 112. P. 1940.
3. *J.A. Fleck*. J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. P. 1301.

Р.В. Амбарцумян
R.V. Ambartsumyan

Population inversion in adiabatic expansion of a gas mixture[#]

V.K. Konyukhov and A.M. Prokhorov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted March 31, 1966

Several new methods of obtaining population inversion have been proposed recently [1–3]. We show in this article that in some mixtures of molecular gases, population inversion states in the vibrational levels are produced and exist for some time following the adiabatic expansion. To this end, the molecules of the mixture must differ appreciably in their vibrational relaxation times and be capable of exchanging vibrational-excitation energy.

Effective transfer of vibrational excitation between molecules of different species occurs when the energies of the vibrational levels of the molecules are close to each other. More accurately, for resonance exchange of vibrational-excitation energy it is necessary to satisfy the condition $|\Delta E| \ll kT$, where ΔE is the energy deficit.

By way of an example of resonant exchange of vibrational excitation we can cite mixtures of nitrogen with carbon dioxide or with nitrogen dioxide [4]. In the first mixture the exchange is between the level $v = 1$ of the N_2 molecule and the level (00^01) of the CO_2 molecule. At room temperature the transfer probability in one molecule collision is $\alpha \sim 10^{-5}$.

We assume for simplicity that the concentration of the molecules that carry the vibrational excitation in the mixture is much larger than the concentration of the working molecules at whose levels the population inversion takes place. We can then assume during the description of the relaxation processes that the concentration of the excited carrier molecules in the mixture remains constant in time.

The equations that describe the change in the number of molecules of the working gas at three vibrational levels, of which one (the third) can exchange vibrational excitation with the level b of the carrier molecule (see the figure), are written in the form

$$\frac{dn_3}{dt} = -w_{ab}n_3 + w_{ba}n_1 - w_{31}n_3 + w_{13}n_1 - w_{32}n_3 + w_{23}n_2,$$

$$\frac{dn_2}{dt} = w_{32}n_3 + w_{12}n_1 - w_{23}n_2 - w_{21}n_2; \quad n_1 + n_2 + n_3 = n.$$

Here w_{ba} is the probability of excitation of the working molecule by collisions with the carrier molecules which are in the excited state; w_{ab} is the probability of the reverse transfer of excitation from the working molecule to the carrier molecules; w_{31},

[#] JETP Lett. 1966. Vol. 3, No. 11. PP. 286–288.

Инверсная населенность при адиабатическом расширении газовой смеси[#]

В.К. Конюхов, А.М. Прохоров

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 31 марта 1966 г.

В последнее время было предложено несколько новых способов получения инверсной населенности [1–3]. В этой статье показано, что в некоторых смесях молекулярных газов при адиабатическом расширении возникает и некоторое время существует состояние инверсной населенности по колебательным уровням. Для этого молекулы смеси должны иметь существенно различные времена колебательной релаксации и обладать способностью обмениваться энергией колебательного возбуждения.

Эффективная передача колебательного возбуждения между молекулами различного сорта происходит в том случае, если энергии колебательных уровней молекул близки друг к другу. Точнее, для резонансного обмена энергией колебательного возбуждения должно выполняться условие $|\Delta E| \ll kT$, где ΔE — дефицит энергии.

В качестве примера резонансного обмена колебательным возбуждением можно привести смеси азот–двуокись углерода и азот–двуокись азота [4]. У первой смеси обмен происходит между уровнем $v = 1$ молекулы N_2 и уровнем (00^01) молекулы CO_2. При комнатной температуре вероятности передачи при одном столкновении молекул $\alpha \sim 10^{-5}$ [4].

Для простоты предположим, что концентрация молекул-носителей колебательного возбуждения в смеси много больше, чем концентрация рабочих молекул, по чьим уровням возникает состояние инверсии, тогда при описании релаксационных процессов концентрацию возбужденных молекул-носителей в смеси можно считать неизменной во времени.

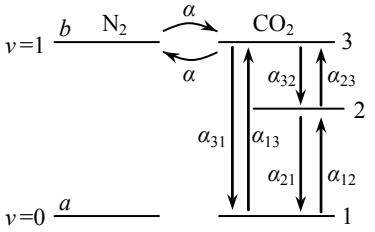
Уравнения, которые описывают изменение числа молекул рабочего газа на трех колебательных уровнях, один из которых (третий) может обмениваться колебательным возбуждением с уровнем b молекулы-носителя (см. рисунок), запишутся следующим образом:

$$\frac{dn_3}{dt} = -w_{ab}n_3 + w_{ba}n_1 - w_{31}n_3 + w_{13}n_1 - w_{32}n_3 + w_{23}n_2,$$

$$\frac{dn_2}{dt} = w_{32}n_3 + w_{12}n_1 - w_{23}n_2 - w_{21}n_2; \quad n_1 + n_2 + n_3 = n.$$

Здесь w_{ba} — вероятность возбуждения рабочей молекулы из-за столкновений с молекулами-носителями, находящимися в возбужденном состоянии; w_{ab} — вероятность обратной передачи возбуждения от рабочей молекулы к молекулам-

[#] Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3, вып. 11. С. 436–439.



w_{13}, w_{32}, etc. are the probabilities of the thermal relaxation of the working molecule between the corresponding vibrational levels.

Assume that the process of adiabatic expansion of the gas mixture is fast enough so that the time interval during which the gas is cooled from the initial temperature T_1 to the final one T_2 is much shorter than the proper vibrational relaxation time of the carrier-gas molecules. A stationary distribution over the vibrational levels of the working molecules is established in the gas within a short time interval following the end of the gas-mixture expansion.

The inversion between levels 3 and 2 is obtained as usual by equating to zero the right sides of the equations. Then

$$\frac{n_3 - n_2}{n_1} = \frac{\alpha(\alpha_{21} - \alpha_{32})}{\alpha_{21}(\alpha + \alpha_{32} + \alpha_{31})} \exp\left(-\frac{E_b - E_a}{kT_1}\right),$$

where α_{21}, α_{32}, and α_{31} are the probabilities of relaxation after one collision. It is assumed that the final temperature of the gas mixture T_2 is such that thermal excitation of the molecule (i.e., the probabilities w_{13}, w_{23}, and w_{12}) can be neglected, but the deactivating collisions cannot be neglected and $kT_2 \gg |\Delta E|$. We see from the formula that no inversion between the levels 3 and 2 is obtained if $\alpha_{32} > \alpha_{21}$. If the condition $\alpha_{21} \gg \alpha_{32}$ is satisfied and the probability a of transfering vibrational excitation is much larger than the probability of deactivation of level 3 for the working molecule, then the inversion reaches its maximum and is equal to the relative concentration of the excited molecules of the carrier gas at an initial temperature T_2.

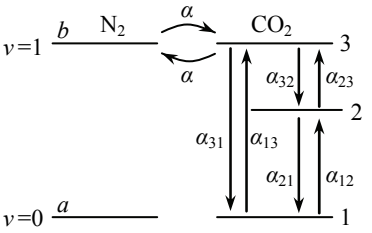
Let us show, with the mixture of nitrogen and carbon dioxide as an example, that by adiabatic expansion it is possible to obtain a population inversion between the levels (00^01) and (10^00) of the CO_2 molecule, and let us determine its magnitude for $T_1 = 1000$ K and $T_2 = 300$ K. If the final temperature of the gas mixture is of the order of room temperature, then $\alpha_{21} > \alpha_{32}$ since this is the optical transition of the CO_2 molecule at which a N_2–CO_2 gas laser operates when excited with an electric discharge [5]. The probability of deactivation of the CO_2 molecule after one collision is $\sim 10^{-5}$ for the dry gas [6], and therefore $(n_3 - n_2)/n_1 \sim 1$ % and the maximum is 3.5 %.

It must be noted in conclusion that a continuous mode of adiabatic expansion of a gas mixture can be realized by passing the gas through a supersonic nozzle.

The authors thank L.A. Kulevskii and V.M. Marchenko for discussions.

References

1. *N.G. Basov and A.N. Oraevskii*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1963. Vol. 44. P. 1742 [Sov. Phys.-JETP. 1963. Vol. 17. P. 1171].
2. Chemical Lasers. Appl. Opt. Suppl. 2. 1965.
3. *I.R. Hurle and A. Hertzberg*. Phys. Fluids. 1965. Vol. 8. P. 1601.
4. *J.E. Morgan and H.I. Schiff*. Can. J. Chem. 1963. Vol. 41. P. 903.
5. *C.K.N. Patel*. Phys. Rev. 1964. Vol. 136A. P. 1187.
6. *T.L. Cottrell and J.C. McCoubrey*. Molecular Energy Transfer in Gases. London, 1961.



носителям; w_{31}, w_{13}, w_{32} и т.д. — вероятности тепловой релаксации рабочей молекулы между соответствующими колебательными уровнями.

Пусть процесс адиабатического расширения газовой смеси происходит настолько быстро, что интервал времени, за который газ охлаждается от начальной температуры T_1 до конечной T_2, существенно меньше, чем время собственной колебательной релаксации молекул газа-носителя. Через небольшой промежуток времени после окончания расширения газовой смеси в газе установится стационарное распределение по колебательным уровням рабочих молекул.

Величину инверсии между уровнями 3 и 2 находим обычным способом, приравнивая нулю правые части уравнений, тогда

$$\frac{n_3 - n_2}{n_1} = \frac{\alpha(\alpha_{21} - \alpha_{32})}{\alpha_{21}(\alpha + \alpha_{32} + \alpha_{31})} \exp\left(-\frac{E_b - E_a}{kT_1}\right),$$

где α_{21}, α_{32}, α_{31} — вероятности релаксации за одно соударение. Предполагается, что конечная температура T_2 газовой смеси такая, что тепловым возбуждением молекулы, т.е. вероятностями w_{13}, w_{23}, w_{12} можно пренебречь, но дезактивирующими соударениями пренебрегать нельзя, и $kT_2 \gg |\Delta E|$. Из формулы видно, что инверсию между уровнями 3 и 2 получить невозможно, если $\alpha_{32} > \alpha_{21}$. Если выполняется обратное неравенство $\alpha_{21} \gg \alpha_{32}$, и вероятность α передачи колебательного возбуждения много больше, чем вероятность дезактивации уровня 3 рабочей молекулы, то инверсия достигает наибольшего значения и равна относительной концентрации возбужденных молекул газа-носителя при начальной температуре T_2.

Покажем на примере газовой смеси из азота и углекислого газа, что методом адиабатического расширения можно получить инверсную населенность между уровнями (00^01) и (10^00) молекулы CO_2, и определим ее величину для $T_1 = 1000$ К и $T_2 = 300$ К. При конечной температуре газовой смеси порядка комнатных имеем $\alpha_{21} > \alpha_{32}$, так как на этом оптическом переходе молекулы CO_2 работает газовый лазер на смеси N_2 и CO_2 при возбуждении электрическим разрядом [5]. Вероятность дезактивации молекулы CO_2 за одно соударение $\sim 10^{-5}$ для сухого газа [6], поэтому $(n_3 - n_2)/n_1 \sim 1$ %, максимальное значение равно 3,5 %.

В заключение следует отметить, что непрерывный режим адиабатического расширения газовой смеси можно осуществить, пропуская газ через сверхзвуковое сопло.

Авторы выражают признательность Л.А. Кулевскому и В.М. Марченко за дискуссии.

Литература

1. *Н.Г. Басов, А.Н. Ораевский*. ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 1742.
2. Chemical Lasers. Appl. Opt. Suppl. 2. 1965.
3. *I.R. Hurle, A. Hertzberg*. Phys. Fluids. 1965. Vol. 8. P. 1601.
4. *J.E. Morgan, H.I. Schiff*. Can. J. Chem. 1963. Vol. 41. P. 903
5. *C.K.N. Patel*. Phys. Rev. 1964. Vol. 136A. P. 1187.
6. *T.L. Cottrell, J.C. McCoubrey*. Molecular Energy Transfer in Gases. London, 1961.

Optic generation in solutions of complex molecules[#]

B.I. Stepanov, A.N. Rubinov, and V.A. Mostovnikov

Institute of Physics, Academy of Sciences of the Belorussian SSR
Submitted December 15, 1966

The effect of the vibrational structure of the working levels on the generation properties were considered in [1–4]. A detailed calculation, carried out in [4, 5], proved the feasibility of generation within the framework of two electron-vibrational levels which are characteristic of a large number of dyes and other complex molecules[1]. It was proposed in [7] to pump such compounds with a ruby laser operating in the giant-pulse mode. The same reference reports a study of the optical characteristics of phthalocyanines of different metals, which made it possible to determine the concrete experimental conditions needed to obtain their generation regions.

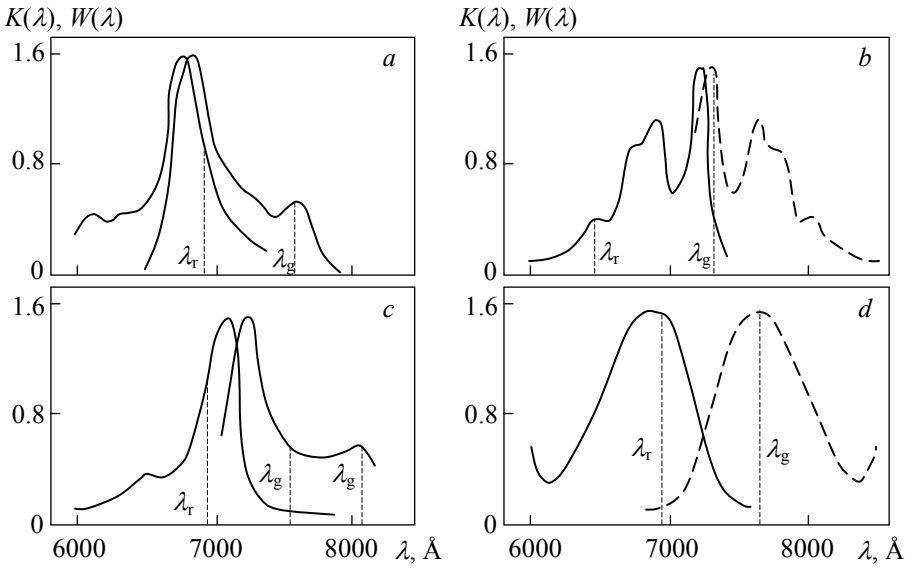


Fig. 1. Absorption (*1*) and luminescence (*2*) spectra: (*a*) Mg phthalocyanine in quinoline, (*b*) phthalocyanine in sulfuric acid, (*c*) cryptocyanine in methyl alcohol, and (*d*) methylene blue in sulfuric acid: measured (solid line), assumed (dashed line) (owing to the extremely low quantum yield of the luminescence of free phthalocyanine and methylene blue, their spectra could not be registered even when excited with a ruby laser). Wavelengths: ruby laser λ_r and generation of solutions λ_g

[#] JETP Lett. 1967. Vol. 5. PP. 117–119.

[1] The possibility of obtaining gain in the systems was demonstrated by A.P. Ivanov [6].

Оптическая генерация в растворах сложных молекул[#]

Б.И. Степанов, А.Н. Рубинов, В.А. Мостовников

Институт физики Академии наук Белорусской ССР
Поступило в редакцию 15 декабря 1966 г.

Влияние колебательной структуры рабочих уровней на свойства генерации рассмотрено в работах [1–4]. В [4, 5] проведен подробный расчет, доказывающий возможность получения генерации в рамках двух электронно-колебательных уровней, характерных для широкого класса красителей и других сложных молекул[1]. Для накачки таких соединений в работе [7] предлагалось использовать излучение рубинового лазера, работающего в режиме гигантских импульсов. В этой работе проведено изучение оптических характеристик фтадоцианинов различных металлов, что позволило определить кон-

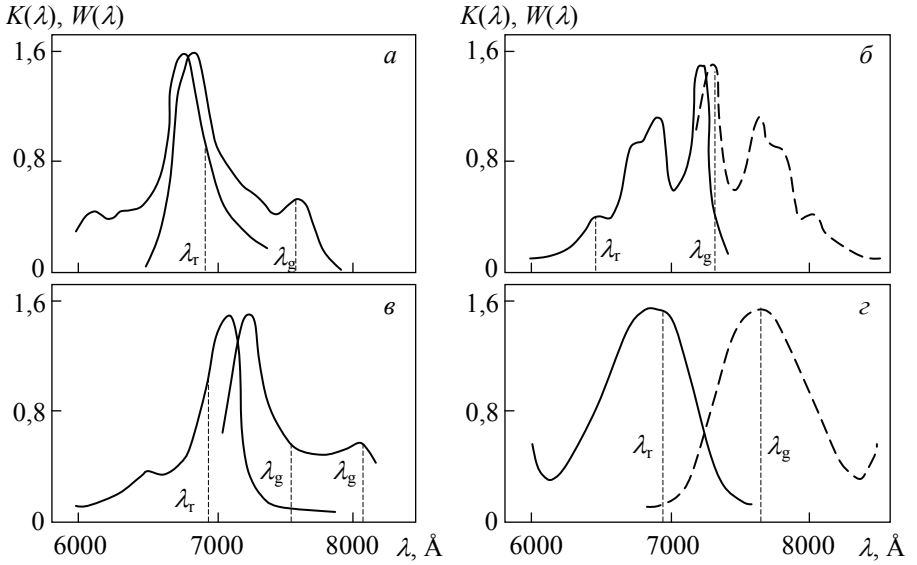


Рис. 1. Спектры поглощения (*1*) и люминесценции (*2*): фталоцианина Mg в хинолине (*а*); фталоцианина в серной кислоте (*б*); криптоцианина в метиловом спирте (*в*); метиленового голубого в серной кислоте (*г*): измеренные (сплошная линия), предполагаемые (штриховая линия) (из-за чрезвычайно низкого квантового выхода люминесценции свободного фталоцианина и метиленового голубого зарегистрировать их спектры экспериментально не удалось даже при возбуждении рубиновым лазером). Длины волн: рубинового лазера ($\lambda_р$), генерации растворов ($\lambda_г$)

[#] Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 144–148.

[1] Возможность получения усиления в системах впервые обоснована в работе А.П. Иванова [6].

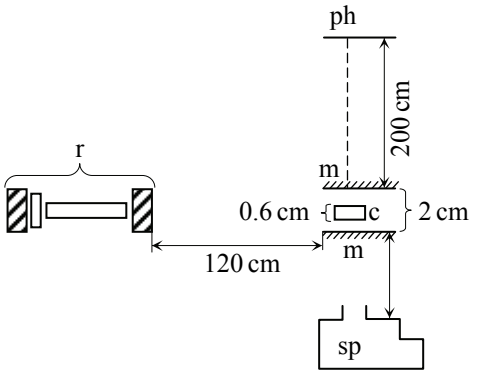


Fig. 2. Apparatus used to observe generation: ruby laser (r), cell with solution (c), mirrors (m), photographic plate (ph), spectrograph (ISP-51) (sp)

In this communication we describe optical generation observed experimentally at room temperature in solutions of four compounds: magnesium phthalocyanine in quinoline, free phthalocyanine in sulfuric acid, cryptocyanine in methyl alcohol, and the dye methylene blue in sulfuric acid. Figure 1 shows the absorption and luminescence spectra of these compounds and delineates the generation regions.

The generation conditions consisted in the following. A solution of active substance was placed in a rectangular cell 6 mm thick with plane-parallel precision-finished walls. In accordance with the calculation in [7], the concentration of the substances was taken in all cases to be approximately 5×10^{16}–10^{17} cm^{-3}. The cell was placed between plane-parallel dielectric mirrors having reflection coefficients from 50 to 99 % in the region $\lambda \approx 7600$ Å. In some experiments, the reflecting coatings were deposited on the outer faces of the cell. The excitation was with the aid of a ruby laser in a direction perpendicular to the direction in which the generation of the solution was observed (Fig. 2). The ruby laser operated in the single-pulse mode, producing in each flash one pulse of 30–40 nsec duration, with energy 1.5 J. A part of the pulse energy, equal to 0.5 J, with a relatively uniform energy distribution over the section, was separated to excite the solution. Under these conditions, generation was observed in all the tested compounds. The generated emission had a divergence of 5×10^{-4} rad. The wavelengths and the spectral widths of the generated lines are listed in the table for each of the substances.

The generation spectrum of cryptocyanine revealed at large mirror reflection coefficients the simultaneous presence of two lines, the one with the longer wavelength ($\lambda = 8085$ Å) being much more intense than that with the shorter wavelength ($\lambda = 7555$ Å). When the reflection coefficient of the mirrors was decreased, the intensity ratio changed in favor of the short-wave line, the long-wave line disappeared completely at coefficients $R_1 = 99$ % and $R_2 = 50$ %. A shift of the short-wave generation line towards the luminescence maximum, by 49 Å, was observed simultaneously. This change in frequency is in good agreement with the theoretical notions [4, 5, 7]. The emission generated by the solution of free phthalocyanine should include, in accordance with the calculation, a second generation line with $\lambda = 9400$ Å. No such line was registered because we did not have the required photographic material at our disposal.

The ratio of the energy generated by the solution to the energy of the exciting flux was 10 % for cryptocyanine and methylene blue. Actually, the coefficient of conversion of the exciting energy of the ruby laser into energy generated by the solution is much higher since the ruby emission was not effectively absorbed by the solution under our experimental conditions.

кретные экспериментальные условия, необходимые для получения их генерации. В данном сообщении описывается эффект оптической генерации, наблюдавшийся экспериментально при комнатной температуре на растворах четырех соединений: фталоцианине магния в хинолине, свободном фталоцианине в серной кислоте, критоцианине в метиловом спирте и красителе метиленовом голубом в серной кислоте. На рис. 1 представлены спектры поглощения и люминесценции этих соединений и отмечены области генерации.

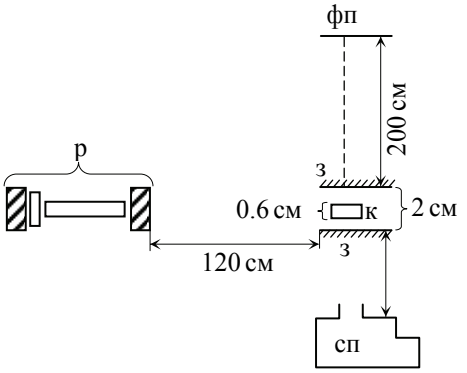


Рис. 2. Схема наблюдения генерации: рубиновый лазер (р); кювета с раствором (к); зеркала (з); фотопластинка (фп); спектрограф ИСП-51 (сп)

Условия для получения генерации состояли в следующем. Раствор активного вещества помещался в прямоугольную кювету толщиной 6 мм с плоскопараллельными точно обработанными стенками. В соответствии с расчетом [7] концентрация веществ во всех случаях бралась около 5×10^{16}–10^{17} см$^{-3}$. Кювета помещалась между плоскопараллельными диэлектрическими зеркалами, имевшими коэффициенты отражения в области $\lambda \approx 7600$ Å от 50 до 99 %. В некоторых опытах отражающие покрытия наносились на наружные грани кюветы. Возбуждение производилось с помощью рубинового лазера в направлении, перпендикулярном направлению наблюдения генерации раствора (рис. 2). Рубиновый лазер работал в моноимпульсном режиме, давая за вспышку один импульс длительностью 30–40 нсек с энергией 1,5 Дж. Для возбуждения раствора выделялась часть энергии импульса, равная 0,5 Дж, со сравнительно равномерным распределением энергии по сечению. При этих условиях наблюдалась генерация на всех перечисленных выше соединениях. Генерируемое излучение обладало расходимостью 5×10^{-4} рад. Длины волн и спектральные ширины генерируемых линий для каждого из веществ приведены в таблице.

В спектре генерации криптоцианина при больших коэффициентах отражения зеркал наблюдалось одновременно две линии, причем длинноволновая линия ($\lambda = 8085$ Å) была значительно интенсивнее коротковолновой ($\lambda = 7555$ Å). При уменьшении отражения зеркал соотношение интенсивностей менялось в пользу коротковолновой линии излучения и при коэффициентах $R_1 = 99$ % и $R_2 = 50$ % длинноволновая линия исчезала совсем.

Одновременно наблюдалось смещение коротковолновой линии генерации в сторону максимума люминесценции на 49 Å. Такое изменение частоты хорошо согласуется с теоретическими представлениями [4, 5, 7]. В излучении, генерируемом раствором свободного фталоцианина, согласно расчетам, должна наблюдаться вторая линия генерации с $\lambda = 9400$ Å. Такая линия не была зарегистрирована из-за отсутствия в нашем распоряжении необходимых фотоматериалов.

Table

Substance	Luminescence quantum yield, %	Luminescence spectrum width, Å	Generation wavelength, Å	Generation spectrum width, Å
Magnesium phthalocyanine in quinoline	80	1250	7590	10
Phthalocyanine in sulfuric acid	$\lesssim 0.001$	1100	8634 7555	10
Cryptocyanine in methyl alcohol	≈ 0.2	1200	8085	40
Methylene blue in sulfuric acid	$\lesssim 0.001$	1100	8350	40

The effect described here offers experimental proof of the feasibility of obtaining generation with the aid of various complex organic compounds possessing broad absorption and emission bands. It turns out here that substances with exceedingly low luminescence quantum yields can be used for generation. At the same time, the experimental data show that complex molecules can be used for effective conversion of ruby-laser emission into coherent emission at long wavelengths. By varying the solvent, the concentration of the active medium, and the mirror reflection coefficients, the compounds used in this investigation can provide a large number of generation lines in the interval from 7000 to 10 000 Å

References

1. *A.N. Rubinov and A.P. Ivanov*. Opt. Spektrosc. 1964. Vol. 17. P. 753.
2. *A.N. Rubinov and B.I. Stepanov*. Opt. Spektrosc. 1967. Vol. 22, No. 4.
3. *B.I. Stepanov and A.N. Rubinov*. J. Appl. Spectrosc. 1966. Vol. 4. P. 222.
4. Methods of Laser Design. Ed. by B.I. Stepanov. Vol. 1. Minsk: Nauka i tekhnika, 1966.
5. *A.N. Rubinov*. Candidate's Dissertation. Minsk, 1965.
6. *A.P. Ivanov*. Opt. Spektrosc. 1960. Vol. 8. P. 352.
7. *B.I. Stepanov, A.N. Rubinov, and V.A. Mostovnikov*. J. Appl. Spectrosc. 1967. Vol. 6, No. 3 (cf. [3]).

Таблица

Вещество	Квантовый выход люминесценции, %	Ширина спектра люминесценции, Å	Длина волны генерации, Å	Спектральная ширина генерации, Å
Фталоцианин магния в хинолине	80	1250	7590	10
Фталоцианин в серной кислоте	$\lesssim 0.001$	1100	8634 7555	10
Криптоцианин в метиловом спирте	≈ 0.2	1200	8085	40
Метиленовый голубой в серной кислоте	$\lesssim 0.001$	1100	8350	40

Отношение энергии, генерируемой раствором, к энергии возбуждающего потока составляло для криптоцианина и метиленового голубого 10 %. В действительности коэффициент преобразования возбуждающей энергии рубинового лазера в энергию, генерируемую раствором, значительно выше, так как в данных условиях опыта поглощение рубинового излучения раствором было неэффективным.

Описанный здесь эффект является экспериментальным доказательством перспективности получения генерации с помощью различных сложных органических соединений, обладающих широкими полосами поглощения и испускания. При этом оказывается, что для генерации могут быть использованы вещества с чрезвычайно низким квантовым выходом люминесценции. Вместе с тем полученные экспериментальные данные показывают, что сложные молекулы могут использоваться для эффективного преобразования излучения рубинового лазера в когерентное излучение больших длин волн. При изменении растворителя концентрации активного вещества и коэффициентов отражения зеркал использованные в данной работе соединения смогут обеспечить большой набор линий генерации в интервале от 7000 до 10000 Å.

Литература

1. *А.Н. Рубинов, А.П. Иванов*. Опт. спектроск. 1964. Т. 17. С. 753.
2. *А.П. Рубинов, Б.И. Степанов*. Опт. спектроск. 1967. Т. 22, вып. 4.
3. *Л.И. Степанов, А.Н. Рубинов*. Журн. прикл. спектроск. 1966. Т. 4. С. 222.
4. Методы расчета оптических квантовых генераторов. Под ред. Б.И. Степанова. Т. 1. Минск: Наука и техника, 1966.
5. *А.Н. Рубинов*. Кандидатская диссертация. Минск, 1965.
6. *А.П. Иванов*. Опт. спектроск. 1960. Т. 8. С. 352.
7. *Б.И. Степанов, А.Н. Рубинов, В.А. Мостовников*. Журн. прикл. спектроск. 1967. Т. 6, вып. 3.

Self-stabilization of laser optic-oscillation frequency by nonlinear absorption in gas[♯]

V.S. Letokhov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted June 16, 1967

1. It is known that production of a quantum generator with high frequency stability (frequency standard) calls for a narrow resonance of the active-medium gain with a stable position of the resonance maximum, and a broad loss resonance in the resonator. This is the underlying principle of the frequency standards for the radio [1, 2] and optical [3] bands. We propose in this letter a fundamentally different method of laser-frequency stabilization, based on producing in the laser standing-wave field a resonant "dip" in the absorption line of gas placed in the resonator, the gain resonance of the active medium being broad and less stable. The proposed method is of interest for the realization of an optical frequency standard.

2. Let gas at low pressure be situated in the field of a standing light wave $Ee^{i\omega t}\cos(kz)$ whose frequency coincides with the line of resonant absorption of the gas at the frequency ω_b. In a "weak" light field, which does not cause saturation of the gas absorption, the absorption line retains a Doppler shape. In a "strong" light field, saturation occurs in the absorption of the atoms that interact most effectively with the standing-wave field. As a result, the absorption line shape changes appreciable, and if the Doppler line width greatly exceeds the homogeneous width, "holes" are produced at the frequency ω and its reflection $2\omega_b - \omega$ relative to ω_b. The absorption coefficient of the standing light wave acquires a dip at the frequency ω_b owing to the equality of the mirror-symmetry holes at $\omega = \omega_b$. This phenomenon was investigated in detail by Lamb [4] for the case of an amplifying gas medium, and is called the Lamb dip.

If the gas pressure is low and the radiative transition probability A_{21}^b of the absorbing atoms is small, then the dip in the absorption line can be quite narrow. Its width $\Delta\omega_b$ is determined by the time of flight of the atoms through the beam, $r_0 = d/v_0$ (d is the beam diameter, v_0 is the average velocity of the atoms) and by the line broadening $\Delta\omega_{\text{col}}$ due to the collisions:

$$\Delta\omega_b = \frac{1}{\tau_0} + \Delta\omega_{\text{col}}, \tag{1}$$

provided $A_{21}^b \ll 1/\tau_0$. For example, at a gas pressure of 10^{-2} Torr, when usually $\Delta\omega_{\text{col}} \simeq 10^4$–$10^5$ Hz, the width of the dip for a beam of diameter $d = 1$ cm ($v_0 \simeq 10^5$–10^6 cm/sec) is $\Delta\omega_b \simeq 2\times10^4$–$2\times10^5$ Hz.

[♯] JETP Lett. 1967. Vol. 6. PP. 101–103.

Автостабилизация частоты световых колебаний лазера нелинейным поглощением в газе[♯]

В.С. Летохов

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 16 июня 1967 г.

1. Известно, что для создания квантового генератора с высокой стабильностью частоты колебаний (стандарта частоты) необходимо иметь узкий резонанс усиления активной среды со стабильным положением максимума резонанса и широкий резонанс потерь в резонаторе. Этот принцип лежит в основе стандартов частоты радио [1, 2] и оптического [3] диапазонов. В настоящем письме предлагается принципиально другой метод стабилизации частоты лазера, который основан на возникновении в поле стоячей волны лазера узкого резонансного «провала» в линии поглощения газа, помещенного в резонатор, при широком и менее стабильном резонансе усиления активной среды. Предложенный метод представляет интерес для создания оптического стандарта частоты.

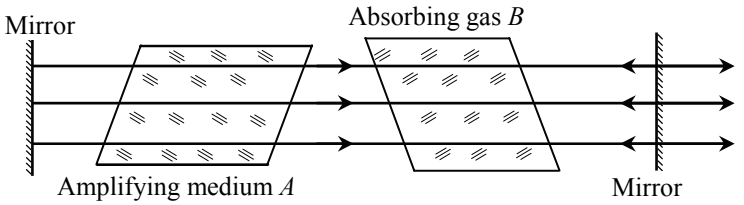
2. Пусть газ низкого давления находится в поле стоячей световой волны $Ee^{i\omega t}\cos(kz)$, частота которого совпадает с линией резонансного поглощения газа на частоте ω_b. В «слабом» световом поле, не вызывающем насыщения поглощения газа, форма линии поглощения является допплеровской. В «сильном» световом поле происходит насыщение поглощения атомов, наиболее эффективно взаимодействующих с полем стоячей волны.

В результате, форма линии поглощения существенно изменяется и, если допплеровская ширина линии значительно больше однородной ширины, на частоте ω и зеркальной ей относительно ω_b частоте $2\omega_b - \omega$ выжигаются «дырки». Коэффициент поглощения стоячей световой волны приобретает «провал» на частоте ω_b из-за совпадения зеркально-симметричных дырок при $\omega = \omega_b$. Это явление было подробно изучено Лэмбом [4] для случая усиливающей газовой среды и носит название лэмбовского провала.

Если газ имеет низкое давление, а вероятность радиационного перехода поглощающих атомов A_{21}^{b} мала, провал в линии поглощения может быть весьма узок. Ширина его $\Delta\omega_b$ определяется временем пролета атомов через луч $r_0 = d/v_0$ (d — диаметр луча, v_0 — средняя скорость атомов) и уширением линии за счет столкновений $\Delta\omega_{\text{ст}}$:

$$\Delta\omega_b = \frac{1}{\tau_0} + \Delta\omega_{\text{ст}}, \tag{1}$$

[♯] Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 6. С. 597–600.



3. Let us place in the laser cavity a cell with absorbing gas, whose absorption line at the frequency ω_b coincides with the gain line of the active medium at the frequency ω_a (see the figure). At a sufficient excess of pump energy over threshold, when a dip is produced in the absorption line, the generation frequency ω is automatically stabilized in the region of the loss minimum at the dip frequency ω_b. The transition to the self-stabilization mode is effected if the generation frequency ω is maintained within the limits of the dip ($|\omega - \omega_b| \lesssim \Delta\omega_b$). If the laser active medium has a Doppler inhomogeneous broadening line width $\Delta\omega_{\text{Dop}}$ and a homogeneous width $\Delta\omega_a \ll \Delta\omega_{\text{Dop}}$, then the self-stabilization conditions take the form

$$S_1 = \frac{1}{p_b}\frac{\Delta\omega_b}{kc}, \quad S_2 = \frac{1}{p_b}\frac{\alpha}{k}\frac{\Delta\omega_b}{\Delta\omega_{\text{Dop}}}, \quad S_3 = \frac{\alpha^a}{k^b}\frac{\Delta\omega_b}{\Delta\omega_a} \ll 1, \tag{2}$$

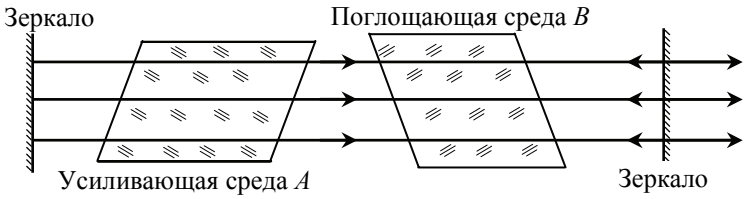
where c is the speed of light, $p_a = aE^2$ and $p_b = bE^2$ are the gain and absorption saturation parameters respectively, and α and k are the gain and absorption coefficient per unit length, respectively. The generation frequency ω in the self-stabilization mode are determined by the expression

$$\omega = \omega_b + S_1(\Omega - \omega_b) + (S_2 - S_3)(\omega_a - \omega_b), \tag{3}$$

where Ω is the resonator frequency. In the case of an active medium with homogeneous gain line, the expression (3) remains in force if the Doppler width is replaced in S_2 by the homogeneous one $\Delta\omega_a$ and we put $S_3 = 0$. Expression (3) was derived under the assumption that at $p_a, p_b \ll 1$, but self-stabilization effects exist also at higher values of the saturation parameters[1]. From (2) and (3) it follows that the stabilizing action of the absorbing gas is due to the occurrence of a narrow dip of width $\Delta\omega_b \ll \Delta\omega_a, kc, \Delta\omega_{\text{Dop}}$, as a result of which we get $S_1, S_2, S_3 \ll 1$.

4. To realize the proposed laser it is necessary to choose atoms or molecules having an absorption line at the emission frequency of a cw laser. We point to the two following possible pairs: l) the 3.3913-μm line of the He–Ne laser coincides with the 2947.906 cm^{-1} absorption line of CH_4, within 0.003 cm^{-1}, at an absorption coefficient $k = 0.17$ cm^{-1}/Torr and $\Delta\omega_{\text{col}} = 5$ MHz/Torr [5]; 2) the 3.5070-μm line of the He–Xe laser coincides with the 2850.608 cm^{-1} absorption line of the H_2CO molecule, accurate to 0.007 cm^{-1}, with $k = 0.1$ cm^{-1}/Torr [6]. At a gas pressure 10^{-2} Torr it is possible to obtain a deep dip with width $\Delta\omega_b \simeq 5\times10^4$ Hz by using a field of intensity 10^{-2} W/cm^2.

[1] The results for the case of strong saturation, as well as the stability conditions, will be treated in a detailed paper.



если $A_{21}^{b} \ll 1/\tau_0$. Например, при давлении газа 10^{-2} Торр, когда обычно $\Delta\omega_{\text{ст}} \simeq$ $\simeq 10^4$–10^5 Гц, для луча диаметром $d \simeq 1$ см ($v_0 \simeq 10^5$–10^6 см/сек) ширина провала $\Delta\omega_b \simeq 2\cdot10^4$–$2\cdot10^5$ Гц.

3. Пусть в резонаторе лазера находится кювета с поглощающим газом, линия поглощения которого на частоте ω_b совпадает с линией усиления активной среды на частоте ω_a (рисунок). При достаточном превышении накачки над порогом, когда образуется провал в линии поглощения, частота генерации ω автоматически стабилизируется в области минимума потерь на частоте провала ω_b. Переход в режим автостабилизации достигается, если частота генерации ω поддерживается в пределах провала ($|\omega - \omega_b| \lesssim \Delta\omega_b$). Если активная среда лазера имеет допплеровскую неоднородную линию уширения с шириной $\Delta\omega_{\text{Доп}}$ и однородной шириной $\Delta\omega_a \ll \Delta\omega_{\text{Доп}}$, то условия автостабилизации имеют следующий вид:

$$S_1 = \frac{1}{p_b}\frac{\Delta\omega_b}{kc}, \quad S_2 = \frac{1}{p_b}\frac{\alpha}{k}\frac{\Delta\omega_b}{\Delta\omega_{\text{Доп}}}, \quad S_3 = \frac{\alpha^a}{k^b}\frac{\Delta\omega_b}{\Delta\omega_a} \ll 1, \tag{2}$$

где c — скорость света; $p_a = aE^2$, $p_b = bE^2$ — параметры насыщения усиления и поглощения соответственно; α, k — коэффициенты усиления и поглощения на единицу длины соответственно. Частота генерации ω в режиме автостабилизации определяется выражением

$$\omega = \omega_b + S_1\left(\Omega - \omega_b\right) + \left(S_2 - S_3\right)\left(\omega_a - \omega_b\right), \tag{3}$$

где Ω — частота резонатора. В случае активной среды с однородной линией усиления выражение (3) остается справедливым, если в S_2 заменить допплеровскую ширину на однородную $\Delta\omega_a$ и положить $S_3 = 0$. Выражение (3) получено в предположении $p_a, p_b \ll 1$, но эффекты автостабилизации существуют и при больших значениях параметров насыщения[1]. Из (2) и (3) следует, что стабилизирующее действие поглощающего газа объясняется возникновением узкого провала с шириной $\Delta\omega_b \ll \Delta\omega_a$, kc, $\Delta\omega_{\text{Доп}}$, за счет которого параметры $S_1, S_2, S_3 \ll 1$.

4. Для осуществления предложенного лазера необходимо подобрать атомы или молекулы, обладающие линией поглощения на частоте излучения лазера непрерывного действия. Укажем на следующие две возможные пары: 1) линия 3,3913 мкм He–Ne-лазера совпадает с линией поглощения 2947,906 см$^{-1}$ молекулы CH_4 с точностью 0,003 см$^{-1}$ при коэффициенте погло-

[1] Результаты для случая сильного насыщения и условия устойчивости будут изложены в подробной публикации.

In a number of cases the absorbing molecules can be those of the active medium in the absence of excitation, for in this case the condition that the gain and absorption frequencies coincide is automatically satisfied.

The foregoing examples of absorbing molecules are far from optimal for in their case $A_{21}^b \simeq 1$ sec^{-1}. The most suitable atoms or molecules have $A_{21}^b \simeq 10^3$–10^5 sec^{-1}. At these values of A_{21}^b it is possible to use very low absorbing-gas pressures (~10^{-4} Torr) which guarantees high stability of the position ω_b of the absorption line. At such low pressures, the mean free path amounts to several tens of centimeters, and consequently, by passing the beam many times through the absorbing gas and maintaining strict parallelism of the beam it is possible to obtain having the molecules cross several rays in succession, a narrow dip of width $\Delta\omega_b \simeq 10^3$ Hz. In addition, with $A_{21}^b \simeq 10^3$–10^5 sec^{-1}, an appreciable decrease takes place in the power needed for the production of the dip.

5. Perfectly realistic values are a width $\Delta\omega_b \simeq 10^5$ Hz for the absorption dip and an accuracy 10^{-9} for the stabilization of the resonator frequency Ω and of the gain line frequency ω_a. With $p_b \simeq 0.1$–0.3 and $\Delta\omega_a$, $kc \gtrsim 10^8$ Hz we can expect in this case a stability of the generation frequency ω relative to ω_b on the order of 10^{-11}. The absolute stability of the generation frequency will therefore be determined by the stability of the absorption-line frequency ω_b. At low gas pressures (10^{-3}–10^{-4} Torr) the stability of the center of the absorption line will be determined by the interaction of the molecules with the cell walls, and can apparently be no worse than 10^{-11}.

The author is deeply grateful to N.G. Basov for a discussion and support of this work.

References

1. *N.G. Basov and A.M. Prokhorov*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1954. Vol. 27. P. 431 [Sov. Phys.-JETP]; *J.P. Gordon, H.J. Zeiger, and C.H. Townes*. Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P. 282.
2. *H.M. Goldenberg, D. Kleppner, and N.F. Ramsey*. Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 5. P. 361.
3. *N.G. Basov and V.S. Letokhov*. Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1965. Vol. 2. P. 6 [JETP Lett. 1965. Vol. 2. P. 3].
4. *W.E. Lamb, Jr*. Phys. Rev. 1964. Vol. 134A. P. 1429.
5. *B.H. Edwards and D.E. Burch*. JOSA. 1965. Vol. 55. P. 174.
6. *K. Sakurai, K. Shimoda, and M. Takami*. J. Phys. Soc. Jpn. 1966. Vol. 21. P. 1838.

щения $k = 0{,}17$ см$^{-1}$/Торр и $\Delta\omega_{ст} = 5$ МГц/Торр [5]; 2) линия 3,5070 мкм He–Xe-лазера совпадает с линией поглощения 2850,608 см$^{-1}$ молекулы H_2CO с точностью 0,007 см$^{-1}$ при $k \simeq 0{,}1$ см$^{-1}$/Торр [6]. При давлении газа 10^{-2} Торр можно получить глубокий провал с шириной $\Delta\omega_b \simeq 5\cdot10^4$ Гц под действием поля с интенсивностью 10^{-2} Вт/см^2.

В качестве поглощающих молекул в ряде случаев можно использовать молекулы активной среды при отсутствии возбуждения, так как условие совпадения частот усиления и поглощения в этом случае выполняется автоматически.

Приведенные примеры поглощающих молекул являются далеко не оптимальными, так как для них $A_{21}^b \simeq 1$ сек$^{-1}$. Наиболее выгодны атомы или молекулы с $A_{21}^b \simeq 10^3$–10^5 сек$^{-1}$. При таких значениях A_{21}^b можно использовать весьма низкие давления поглощающего газа (10^{-4} Торр), что гарантирует высокую стабильность положения линии поглощения ω_b. При столь низких давлениях длина свободного пробега составляет десятки сантиметров и, следовательно, при многократном пропускании луча через поглощающий газ строго параллельно самому себе за счет молекул, пересекающих последовательно несколько лучей, можно получить весьма узкий провал с шириной $\Delta\omega_b \simeq$ $\simeq 10^3$ Гц. Кроме того, при $A_{21}^b \simeq 10^3$–10^5 сек$^{-1}$ существенно снижается мощность, необходимая для образования провала.

5. Вполне реально получение провала поглощения с шириной $\Delta\omega_b \simeq 10^5$ Гц и стабилизация частоты резонатора Ω и частоты линии усиления ω_a с точностью 10^{-9}. В этом случае при $p_b \simeq 0{,}1$–$0{,}3$ и $\Delta\omega_a$, $kc \gtrsim 10^8$ Гц можно ожидать стабильности частоты генерации ω относительно ω_b порядка 10^{-11}. Поэтому абсолютная стабильность частоты генерации будет определяться стабильностью частоты линии поглощения ω_b. При низких давлениях газа (10^{-3}–10^{-4} Торр) стабильность центра линии поглощения будет определяться взаимодействием молекул со стенками кюветы и, по-видимому, может быть не хуже 10^{-11}.

Автор глубоко благодарен академику Н.Г. Басову за обсуждение и поддержку настоящей работы.

Литература

1. *Н.Г. Басов, А.М. Прохоров*. ЖЭТФ. 1954. Т. 27. С. 431; *J.P. Gordon, H.J. Zeiger, C.H. Townes*. Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P. 282.
2. *H.M. Goldenberg, D. Kleppner, N.F. Ramsey*. Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 5. P. 361.
3. *Н.Г. Басов, В.С. Летохов.* Письма в ЖЭТФ. 1955. Т. 2. С. 6.
4. *W.E. Lamb, Jr*. Phys. Rev. A. 1964. Vol. 134. P. 1429.
5. *B.H. Edwards, D.E. Burch*. JOSA. 1965. Vol. 55. P. 174.
6. *K. Sakurai, K. Shimoda, M. Takami*. J. Phys. Soc. Jpn. 1966. Vol. 21. P. 1838.

Absorption saturation effects in a gas laser[#]

V.N. Lisitsyn and V.P. Chebotayev

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, USSR Academy of Sciences
Submitted September 7, 1967

Radiation parameters of a 0.63-μm He–Ne laser having an absorbing cell with a discharge in pure neon were studied. A dip in the absorption line center produced a peak in the output power whose width was determined by the Lorenztian absorption linewidth. The power peak was broadened by 15 ± 10 MHz per 1 mm Hg with increasing the neon pressure and shifted with respect to the gain line maximum. The neon line shift upon adding helium and neon was equal to 21 ± 3 and 6.2 ± 2 MHz per 1 mm Hg, respectively. The possibility is shown for using the described phenomenon for frequency reproducibility. The achievement of the absolute reproducibility of the He–Ne-laser frequency of the order of 10^{-9} is reported.

1. Research of saturation effects in gases in the optical spectral range was mainly limited by investigation of the behavior of the active medium in the laser resonator [1–4]. We have started studying the absorption saturation by moving atoms in a strong field of a standing wave. Here, as in the case of gain saturation, we can observe the phenomena which are caused by the appearance of dips in the velocity distribution of atoms under the action of the field. It is simpler and more natural to study the absorption saturation effects in a cell placed in the laser resonator. However, at relatively large absorption, this saturation determines, to a considerable degree, the laser radiation parameters. The influence of the absorption saturation on the laser parameters becomes especially attractive when the collision widths and, hence, the saturation parameters turn out to be markedly different. Absorption saturation in the presence of collisions depends on the types of collisions. We will describe qualitatively these phenomena using the simplest model of Lorentzian broadening. In the case of the Lorentzian broadening mechanism, the gain G and absorption T, with an accuracy to the first terms of expansion in the standing wave field with the amplitude E, can be written in the form

$$G = G_0 \left\{ 1 - \frac{2|\beta E|^2}{\hbar^2 \Gamma \Gamma_1} \left[1 + \frac{\Gamma_1^2}{\Gamma_1^2 + (\Omega - \Delta)^2} \right] \right\} \exp\left[-\left(\frac{\Omega - \Delta}{kv} \right)^2 \right], \tag{1}$$

$$T = T_0 \left\{ 1 - \frac{2|\beta E|^2}{\hbar^2 \Gamma \Gamma_2} \left[1 + \frac{\Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 + \Omega^2} \right] \right\} \exp\left[-\left(\frac{\Omega}{kv} \right)^2 \right], \tag{2}$$

[#] Sov. Phys.-JETP. 1968. Vol. 27. PP. 227–229.

Эффекты насыщения поглощения в газовом лазере[#]

В.Н. Лисицын, В.П. Чеботаев

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Академии наук СССР
Поступило в редакцию 7 сентября 1967 г.

Исследовались характеристики излучения He–Ne-лазера с длиной волны $\lambda = 0{,}63$ мкм и поглощающей ячейкой с разрядом в чистом неоне. Провал в центре линии поглощения вызывал пик мощности генерации, ширина которого определялась лоренцевой шириной линии поглощения. Наблюдалось уширение 15 ± 10 МГц на 1 мм рт. ст. пика мощности с увеличением давления неона, а также смещение пика по отношению к максимуму линии усиления. Сдвиг линии неона при добавлении гелия и неона оказался соответственно равным 21 ± 3 и $6{,}2 \pm 2$ МГц на 1 мм рт. ст. Показана возможность использования описываемого явления для целей воспроизводимости частоты. Сообщается о достижении абсолютной воспроизводимости частоты He–Ne-лазера порядка 10^{-9}.

1. Изучение эффектов насыщения в газах в оптической области спектра ограничивалось в основном исследованием поведения активной среды в резонаторе ОКГ [1–4]. Мы начали изучать насыщение поглощения движущимися атомами в сильном поле стоячей волны. Здесь, как и в случае насыщения усиления, могут наблюдаться явления, обусловленные возникновением провалов в распределении атомов по скоростям под действием поля. Наиболее просто и естественно изучать эффекты насыщения поглощения с ячейкой, помещенной в резонаторе ОКГ. Однако при достаточно большом значении поглощения это насыщение в значительной степени определяет характеристики излучения ОКГ. Влияние насыщения поглощения на характеристики ОКГ становится особенно привлекательным, когда ударные ширины, а следовательно, и параметры насыщения, оказываются заметно различными. Насыщение поглощения в присутствии столкновений зависит от характера столкновений. Для качественного описания явлений мы будем использовать простейшую модель лоренцева уширения. В случае лоренцева механизма уширения усиление G и поглощение T с точностью до первых членов разложения по полю стоячей волны с амплитудой E представим в виде

$$G = G_0 \left\{ 1 - \frac{2|\beta E|^2}{\hbar^2 \Gamma\Gamma_1} \left[1 + \frac{\Gamma_1^2}{\Gamma_1^2 + (\Omega - \Delta)^2} \right] \right\} \exp\left[-\left(\frac{\Omega - \Delta}{kv} \right)^2 \right], \tag{1}$$

$$T = T_0 \left\{ 1 - \frac{2|\beta E|^2}{\hbar^2 \Gamma\Gamma_2} \left[1 + \frac{\Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 + \Omega^2} \right] \right\} \exp\left[-\left(\frac{\Omega}{kv} \right)^2 \right], \tag{2}$$

[#] ЖЭТФ. 1968. Т. 54, вып. 2. С. 419–423.

where G_0 and T_0 are unsaturated gain and absorption at the line center; Γ is the quantity related to the lifetimes of the upper τ_{up} and lower τ_l levels by the expression $1/\Gamma = \tau_{up} + \tau_l$; Γ_1 and Γ_2 are the Lorentzian half-widths in amplifying and absorbing media related to the natural half-width Γ_0 equal to the sum of the radiative half-widths of the working levels and to the collision frequency $\tilde{\nu}$ leading to the phase interruption by the expressions $\Gamma_1 = \Gamma_0 + \tilde{\nu}_1$ and $\Gamma_2 = \Gamma_0 + \tilde{\nu}_2$, respectively; Ω is the detuning with respect to the absorption line center; Δ is the gain line shift due to collisions.

In the model used here, the time of the atom–field interaction does not change in collisions and the pressure effects are taken into account only in terms Γ_1 and Γ_2. The equality of the gain and absorption to the resonator losses R allows one to determine the field in the resonator:

$$|E|^2 \cong \frac{\hbar^2 \Gamma \Gamma_1}{2\beta^2} \left\{ 1 - \frac{T_0}{G_0} - \frac{R}{G_0} \left[1 + \left(\frac{\Omega - \Delta}{kv} \right)^2 \right] \right\}$$
$$\times \left[1 + \frac{\Gamma_1^2}{\Gamma_1^2 + (\Omega - \Delta)^2} - \frac{T_0}{G_0} \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \left(1 + \frac{\Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 + \Omega^2} \right) \right]^{-1}. \quad (3)$$

The first two terms in the denominator are responsible for the formation of a well-known output power dip in the gain line center [3]. The third term responsible for the formation of a dip in the absorption line describes a power increase in the absorption line center. In other words, the peak of the output power reflects the appearance of the dip due to the overlap of the "holes" burned through by a strong field in the absorption line. The condition for obtaining the power peak is

$$T_0/G_0 > \left(\Gamma_2/\Gamma_1\right)^3. \quad (4)$$

2. Experiments were performed with a 0.63-μm He–Ne laser. The distance between the mirrors was 64 cm. Ne^{20} and He^3 isotopes were used in the experiments. However, the phenomena described below were observed with natural neon. A dc discharge was excited in the amplifying tube filled with the He–Ne mixture, while a RF discharge was excited in the absorbing cell. One of the resonator mirrors was fixed on piezoelectric ceramics to which voltage from a sawtooth generator was applied. The results were recorded with an oscilloscope and a recorder. The frequency dependence of the output power was studied in a broad range of neon and helium pressures in the absorbing tube and the amplifying tube, respectively.

The output power peak on the curve of the frequency dependence of the field was observed in the neon pressure region from 5×10^{-2} to 4 mm Hg. Presence of the generation peak at neon pressures in the cell, which exceeded the helium pressure in the amplifying tube by several times, indicated a smaller quantity of a collision broadening in neon compared to helium. When absorption was increased, the power peak increased in accordance with expression (3). At $T_0\Gamma_1/G_0\Gamma_2 \ll 1$, the observed frequency dependence of the laser power is well described by expression (3). The output power increases with increasing absorption (unsaturated absorption grows

где G_0 и T_0 — ненасыщенные усиление и поглощение в центре линии; Γ — величина, связанная с временами жизни верхнего $\tau_в$ и нижнего $\tau_н$ уровней соотношением $1/\Gamma = \tau_в + \tau_н$; Γ_1 и Γ_2 — лоренцевы полуширины (в усиливающей и поглощающей средах, связанные с естественной полушириной Γ_0, равной сумме радиационных полуширин рабочих уровней, и частотой столкновений $\tilde{\nu}$, приводящей к сбою фазы, соответственно соотношениями $\Gamma_1 = \Gamma_0 + \tilde{\nu}_1$, $\Gamma_2 = \Gamma_0 + \tilde{\nu}_2$; Ω — расстройка относительно центра линии поглощения; Δ — сдвиг центра линия усиления из-за столкновений.

В выбранной нами модели время взаимодействия атомов с полем не изменяется при столкновениях и эффекты давления учитываются лишь в членах Γ_1 и Γ_2. Из равенства разности усиления и поглощения потерям в резонаторе R определим поле в резонаторе:

$$|E|^2 \cong \frac{\hbar^2 \Gamma \Gamma_1}{2\beta^2} \left\{ 1 - \frac{T_0}{G_0} - \frac{R}{G_0} \left[1 + \left(\frac{\Omega - \Delta}{kv} \right)^2 \right] \right\}$$

$$\times \left[1 + \frac{\Gamma_1^2}{\Gamma_1^2 + (\Omega - \Delta)^2} - \frac{T_0}{G_0} \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \left(1 + \frac{\Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 + \Omega^2} \right) \right]^{-1}. \qquad (3)$$

Первые два члена в знаменателе связаны с образованием хорошо известного провала мощности генерации в центре линии усиления [3]. Третий член, связанный с образованием провала в линии поглощения, описывает увеличение мощности в центре линии поглощения. Другими словами, пик мощности генерации отображает возникновение провала из-за перекрытия «дырок», прожигаемых сильным полем в линии поглощения. Условие получения пика мощности есть

$$T_0 / G_0 > \left(\Gamma_2 / \Gamma_1 \right)^3. \qquad (4)$$

2. Эксперименты были проведены с He–Ne-лазером на $\lambda = 0{,}63$ мкм. Расстояние между зеркалами было равно 64 см. Использовались изотопы Ne^{20} и He^3. Однако описываемые ниже явления наблюдались и с естественным неоном. В усилительной трубке, наполняемой смесью He–Ne, возбуждался разряд постоянного тока, в поглощающей ячейке возбуждался ВЧ разряд. Одно из зеркал резонатора укреплялось на пьезокерамике, на которую подавалось напряжение от генератора пилообразных напряжений. Для индикации использовались осциллограф и самописец. Зависимость мощности генерации от частоты исследовалась в широком диапазоне давлений неона в поглощающей трубке и гелия — в усиливающей.

Пик мощности генерации на кривой зависимости поля от частоты наблюдался в диапазоне давлений неона от $5 \cdot 10^{-2}$ до 4 мм рт. ст. Наличие пика генерации при давлениях неона в ячейке, в несколько раз превышающих давление гелия в усилительной трубке, говорило о меньшей величине ударного уширения в неоне по сравнению с гелием. При увеличении поглощения величина пика увеличивалась в соответствии с формулой (3). При значениях параметра $T_0 \Gamma_1 / G_0 \Gamma_2 \ll 1$ наблюдаемая зависимость мощности ОКГ от частоты хорошо описывается формулой (3). При увеличении поглощения мощность генерации растет (увеличение ненасыщенного поглощения производится одновре-

simultaneously with unsaturated gain so that the excess of the effective gain over the threshold remains constant). This leads to the peak broadening by the field, which is not taken into account by expression (3). The estimates show that in our case, the saturation parameter $|\beta E|^2/\hbar^2\Gamma\Gamma_2$ in the absorbing tube could achieve the values of the order of unity. Then, expression (2) should take into account the next terms in the expansion in the field. And, finally, at $T_0\Gamma_1/G_0\Gamma_2 > 1$, hysteresis phenomena [5] take place both when the frequency and the gain change.

When the neon pressure was increased in the absorbing cell, we also observed the peak broadening caused by collisions. Figure 2 presents the dependence of the Lorentz half-width of the line on the neon pressure p_{Ne}. These data show a noticeable disagreement with the observed broadening in spontaneous radiation in the He–Ne mixture, which was obtained by one of the authors together with Bennett and Knutson. At present, these results are being analysed in more detail.

At neon pressures of the order of 10^{-1} mm Hg, the Lorentz linewidth $\lambda = 0.63$ μm is caused only by radiative decay of $3s_2$ and $2p_4$ levels. It follows from the data on the lifetime of the $3s_2$ [6] and $2p_4$ [7] levels that the radiation width of the $3s_2$–$2p_4$ transition by neglecting the radiative decay to the ground state is equal to 14.3×10^6 Hz. The difference between the observed value $2\Gamma_2 = 28\times10^6$ Hz and the value mentioned above can be attributed to an additional contribution to broadening, which gives rise to a transition to the ground state. Thus, the probability of this transition is $8.5\times10^7 \pm 10^7$ s^{-1}. The found result allows one to compare the observed collision broadening with the calculated one under assumption of a resonance exchange [8]. The experimental and calculated values of the collision line broadening of neon at $\lambda = 0.63$ μm in the proper gas agree by the order of the quantity.

Note also that the line shift we observed when neon was added indicates the presence of other line broadening mechanisms caused by the interaction of colliding particles, which yield anomalously large cross sections of collision broadening $\sim5\times10^{-14}$ cm^2.

3. The use of an absorbing cell in the resonator significantly changes the shape of the line of the small-signal gain in the presence of the strong field. (We mean the change in the shape of the effective gain line caused by a change in the velocity distribution of atoms in a strong field by neglecting the interference effects considered by Rautian and Sobel'man [9].) The narrowing of the line takes place within the limits of the Lorentz width in the absorbing tube. Then, the type of oscillations located in the line center experiences noticeably smaller absorption compared to the adjacent ones. This is equivalent to the mode selection, which is achieved due to the properties of the medium rather than due to the use of different types of resonators. It is very convenient that this selection goes with the simultaneous stabilization of the laser frequency with respect to the absorption line center. We observed an increase in the output power in one type of oscillations approxima-

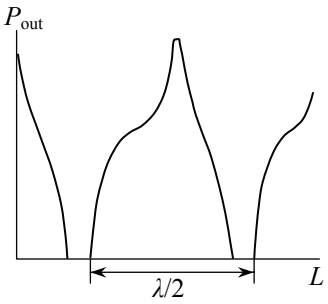


Fig. 1. Dependence of the output power P_{out} on the resonator length L in the absorbing tube at $p_{Ne} = 0.1$ mm Hg; in the amplifying tube at $p_{Ne} = 0.1$ mm Hg and $p_{He} = 1.5$ mm Hg

менно с увеличением ненасыщенного усиления, так что превышение эффективного усиления над порогом остается неизменным). Это приводит к уширению пика полем, что не учитывается формулой (3). Оценки показывают, что в нашем случае параметр насыщения $|\beta E|^2/\hbar^2\Gamma\Gamma_2$ в поглощающей трубке мог достигать значения порядка единицы. Тогда в формуле (2) необходимо учитывать следующие по полю члены разложения. И, наконец, когда $T_0\Gamma_1/G_0\Gamma_2 > 1$, наступают гистерезисные явления [5] как при изменении частоты, так и при изменении усиления.

С ростом давления неона в поглощающей ячейке также наблюдалось уширение пика, обусловленное столкновениями. Ниже на рис. 2 представлена зависимость лоренцевой полуширины линий в функции давления неона p_{Ne}. Эти данные обнаруживают заметное расхождение с наблюдаемым уширением в спонтанном излучении в смеси He–Ne, которое было получено одним из авторов совместно с Беннетом и Кнутсоном. Более детальный анализ этих результатов в настоящее время проводится.

При давлениях неона порядка 10^{-1} мм рт. ст. лоренцева ширина линии $\lambda = 0{,}63$ мк обусловлена лишь радиационным затуханием $3s_2$- и $2p_4$-уровней. Из данных работ для времен жизни уровней $3s_2$ [6] и $2p_4$ [7] радиационная ширина перехода $3s_2$–$2p_4$ без учета радиационного распада в основное состояние равна $14{,}3\cdot10^6$ Гц. Разность между наблюдаемым нами значением $2\Gamma_2 = 28\cdot10^6$ Гц и указанным выше может быть приписана дополнительному вкладу в уширение, которое дает переход в основное состояние. Вероятность этого перехода, следовательно, равна $8{,}5\cdot10^7 \pm 10^7$ сек$^{-1}$. Найденный результат позволяет сравнить наблюдаемое ударное уширение с расчетным в предположении резонансного обмена [8]. По порядку величины экспериментальное и расчетное значения ударного уширения линии неона $\lambda = 0{,}63$ мкм в собственном газе согласуются.

Необходимо отметить, что наблюдаемый нами сдвиг линии при добавлении неона свидетельствует о наличии и других механизмов уширения линии, обусловленных взаимодействием сталкивающихся частиц и дающих аномально большие сечения ударного уширения $\sim5\cdot10^{-14}$ см^2.

3. Введение в резонатор лазера поглощающей ячейки существенно изменяет форму линии усиления слабого сигнала в присутствии сильного поля. (Мы имеем в виду изменение формы линии эффективного усиления, обусловленное изменением распределения атомов по скоростям в сильном поле без учета интерференционных эффектов, рассмотренных Раутианом и Собельманом [9].) Сужение линии имеет место в пределах лоренцевой ширины в поглощающей трубке. Тогда тип колебаний, расположенный в центре линии испытывает заметно меньшее поглощение по сравнению с соседними. Это равнозначно селекции мод, которая достигается за счет свойств среды, а не за счет использования различных видов резонаторов. Очень удобно, что такой тип селек-

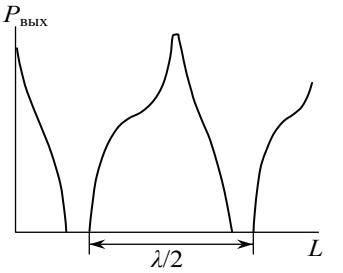


Рис. 1. Зависимость мощности генерации $P_{\text{вых}}$ от длины резонатора L. В поглощающей трубке $p_{\mathrm{Ne}} = 0{,}1$ мм рт. ст.; в усилительной трубке $p_{\mathrm{Ne}} = 0{,}1$ мм рт. ст. и $p_{\mathrm{He}} = 1{,}5$ мм рт. ст.

tely by two orders of magnitude compared to the power of the same generator with the same type of oscillations but without an absorbing cell.

4. One can see in Fig. 1 that the maximum of the output power is shifted with respect to the gain line center. The quantity of this shift Δ depended both on the neon pressure in the absorbing tube and on the helium pressure in the amplifying tube. It is obvious that the first corresponds to the shift of the absorption line caused by neon–neon collisions, while the second corresponds to the shift of the gain line due to neon–helium collisions. Figures 2 and 3 present the dependences of the shift of the output power maximum from the gain line center on the neon pressure in the absorbing cell and the helium pressure in the amplifying tube, respectively. Within the measurement error, the line shift linearly depends on the pressure. The gain maximum with increasing the helium pressure shifts to the violet and this shift is equal to 21 ± 3 MHz at 1 mm Hg. In pure neon the absorption line center shifts to the red and this shift is equal to 6.2 ± 2 MHz at 1 mm Hg in the region of pressures under study. The sign of the shift was determined with a 10-cm Fabry–Perot interferometer upon scanning the laser frequency. The shift of the gain line well agrees with the measurements performed recently by one of the authors together with S.N. Bagayev and Yu.D. Kolomnikov [10] while studying the frequency shift of the He–Ne laser tuned to the gain line maximum.

At a helium pressure less than 1 mm Hg, the frequency dependence of the output power contains both a dip and a maximum. The shift of the dip with respect to the peak indicates that the shift of the gain line maximum in helium is caused mainly by the interaction during which the line is shifted as a whole without any noticeably change in the shape, i.e. in the He–Ne mixture, the shift of the gain line maximum due to the asymmetry is substantially smaller that the line shift according to Weisskopf. The authors of the above-mentioned paper came to a similar conclusion when studying the frequency shift of the He–Ne laser during the generator tuning to the gain line maximum and to the dip in the output power.

The observed shifts comparable with the broadening show that the interaction leading to the line broadening is obviously a more important reason of the neon line

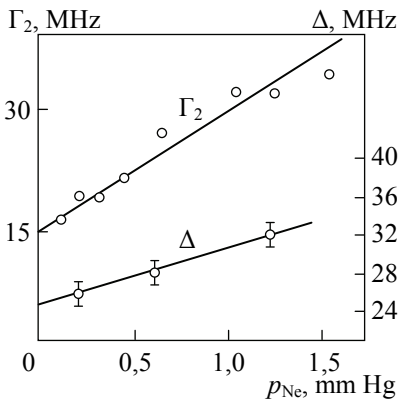


Fig. 2. Lorentz width and shift of the output maximum during the measurement the neon pressure; p_{Ne} = 0.1 mm Hg, p_{He} = 1.2 mm Hg

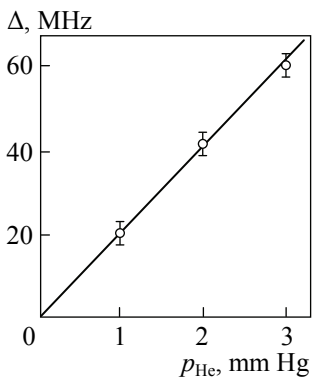


Fig. 3. Shift of the output maximum with changing the helium pressure in the amplifying tube; $p_{Ne} = p_{Ne}$ = 0.1 mm Hg

ции сочетается с одновременной стабилизацией частоты ОКГ относительно центра линии поглощения. Мы наблюдали увеличение мощности генерации в одном типе колебании примерно на два порядка по сравнению с мощностью этого же генератора на одном типе колебаний без поглощающей ячейки.

4. Как видно из рис. 1, пик мощности генерации смещен относительно центра линии усиления. Величина этого смещения Δ зависела как от давления неона в поглощающей трубке, так и от давления гелия в усилительной трубке. Очевидно, что первое соответствует сдвигу линии поглощения, обусловленному столкновениями неон–неон, второе — сдвигу линии усиления из-за столкновений неон–гелий. На рис. 2 и 3 представлены соответственно зависимости смещения пика мощности генерации от центра линии усиления от давления неона в поглощающей ячейке и давления гелия в усилительной трубке. В пределах ошибки измерений сдвиг линии линейно зависит от давления. Максимум усиления с ростом давления гелия смещается в фиолетовую область и величина сдвига равна 21 ± 3 МГц на 1 мм рт. ст. В чистом неоне центр линии поглощения смещается в красную область, а величина его равна 6,2 ± 2 МГц на 1 мм рт. ст. в исследуемой области давлений. Знак сдвига определялся с помощью 10-сантиметрового интерферометра Фабри–Перо при сканировании частоты ОКГ. Сдвиг линии усиления очень хорошо согласуется с выполненными недавно измерениями одного из авторов вместе с С.Н. Багаевым и Ю.Д. Коломниковым [10] при исследовании сдвига частоты He–Ne-ОКГ, настраиваемого на максимум линии усиления.

При давлении гелия менее 1 мм рт. ст. на кривой зависимости мощности генерации от частоты наблюдался как провал, так и пик. Смещение провала относительно пика свидетельствует о том, что сдвиг максимума линии усиления в гелии обусловлен в основном взаимодействием, при котором линия смещается как целое без существенного изменения формы, т.е. в смеси He–Ne смещение максимума линии усиления из-за асимметрии значительно меньше сдвига линии по Вейскопфу. К аналогичному выводу пришли авторы упомянутой выше работы, исследуя смещение частоты He–Ne-ОКГ при настройке генератора на максимум линии усиления и на провал в мощности генерации.

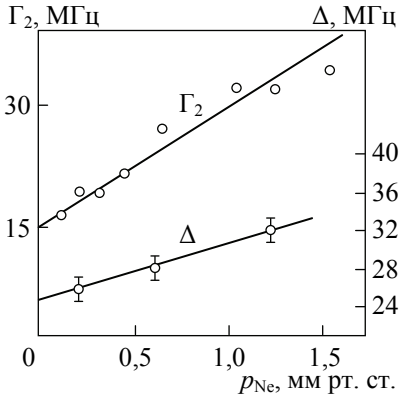


Рис. 2. Лоренцева ширина и смещение пика генерации при изменении давления неона; $p_{Ne} = 0{,}1$ мм рт. ст., $p_{He} = 1{,}2$ мм рт. ст.

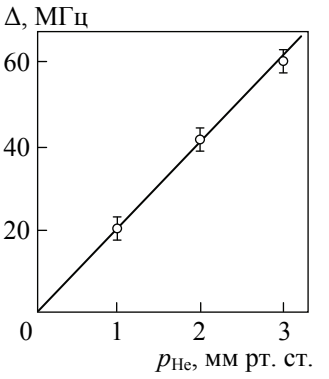


Рис. 3. Смещение пика генерации при изменении давления гелия в усилительной трубке; $p_{Ne} = p_{Ne} = 0{,}1$ мм рт. ст.

broadening at $\lambda = 0.63$ μm in the experiments with a strong field than the atomic diffusion model in the velocity space considered in [4].

5. The maximum of the output power can serve as a good means for stabilizing the laser frequency. At small pressures, when the influence of the collisions in the cell can be neglected, high absolute reproducibility of the gas laser frequency will be attained, which is very important for creating the length standards. In this case, the peak width is determined by the radiative decay of the levels and the value of the frequency reproducibility will be comparable with the reproducibility, which can be obtained with the help of atomic beams. The shift of the gain line in the tube gives some pulling of the power maximum, which is determined from expression (3) as

$$\Delta_3 = \left[\frac{2(1 - T_0\Gamma_1/G_0\Gamma_2)}{(1 - T_0/G_0 - R_0/G_0)(kv)^2} \frac{G_0}{T_0} \frac{\Gamma_2^3}{\Gamma_1} - \frac{G_0}{T_0} \left(\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right)^3 \right] \Delta. \tag{5}$$

For the He–Ne laser, we have the reproducibility 10^{-9} in a wide range of helium pressures in the amplifying tube.

Preliminary research of the frequency reproducibility in the He–Ne laser with the absorbing cell stabilizing the absorption line center have shown that the frequency reproducibility of 10^{-9} is comparatively easily achieved [10][1]. The use of the vibrational absorption spectra of molecules in combination with known lasers makes it possible to reproduce the frequency exceeding the mentioned one by several orders of magnitude. As an example we can mention the methane–He–Ne-laser system operating at $\lambda = 3.39$ μm.

The authors thank S.G. Rautian, A.P. Kazantsev, G.I. Surdutovich for useful advice and discussions of issues touched upon in this paper, W.R. Bennet for discussing the mechanism of collision broadening in neon, S.N. Bagayev for discussing the mechanism of the gain-line maximum shift. The authors also express their gratitude to G.A. Milushkin and A.K. Maslov for their help in the experiments.

References

1. *W.R. Bennett, Jr*. Phys. Rev. 1962. Vol. 126. P. 580.
2. *S.G. Rautian*. Doct. Dissertation. Moscow: FIAN, 1966.
3. *W.E. Lamb, Jr*. Phys. Rev. 1964. Vol. 134. P. 1429.
4. *A. Szöke and A. Javan*. Phys. Rev. 1963. Vol. 10. P. 521.
5. *V.N. Lisitsyn and V.P. Chebotayev*. JETP Lett. 1968. Vol. 7. P. 3.
6. *L.S. Vasilenko and V.P. Chebotayev*. Zh. Prikl. Spektrosk. 1966. Vol. 6. P. 536.
7. *W.R. Bennett, Jr. and P.J. Kindlmann*. Phys. Rev. 1966. Vol. 149. P. 38.
8. *A.P. Kazantsev*. Sov. Phys.-JETP. 1966. Vol. 24. P. 1183.
9. *S.G. Rautian and I.I. Sobel'man*. Sov. Phys.-JETP. 1963. Vol. 17. P. 635.
10. *S.N. Bagayev, Yu.D. Kolomnikov, and V.P. Chebotayev*. Report at the Scientific and Technical Conference on Quantum Electronics. Erevan, 1967.

[1] These experiments were performed in collaboration with S.N. Bagayev and Yu.D. Kolomnikov, to whom the authors express their gratitude. The frequency reproducibility of the He–Ne laser with the absorbing cell tuned to the absorption line center was studied. The helium pressure in the amplifying tube varied in a very wide range, while the neon pressure in the absorbing cell varied from 5×10^{-2} to 2×10^{-1} mm Hg. Under these conditions the frequency reproducibility of 1.5×10^{-9} was achieved.

Наблюдаемые сдвиги, сравнимые с уширением, указывают, что взаимодействие, приводящее к уширению линии, является, по-видимому, более важной причиной уширения линии неона $\lambda = 0{,}63$ мкм в экспериментах с сильным полем, чем рассмотренная в [4] модель диффузии атомов в пространстве скоростей.

5. Пик мощности генерации может служить хорошим средством стабилизации частоты ОКГ. При малых давлениях, когда влиянием столкновений в ячейке можно пренебречь, будет достигаться высокая абсолютная воспроизводимость частоты газовых ОКГ, что очень важно для создания эталонов длины. Ширина пика в этом случае определяется радиационным затуханием уровней и значение воспроизводимости частоты будет сравнимо с воспроизводимостью, которая может быть получена с использованием атомных пучков. Сдвиг линии усиления в трубке дает некоторое затягивание пика мощности, которое из формулы (3) определяется как

$$\Delta_3 = \left[\frac{2(1 - T_0\Gamma_1/G_0\Gamma_2)}{(1 - T_0/G_0 - R_0/G_0)(kv)^2} \frac{G_0}{T_0} \frac{\Gamma_2^3}{\Gamma_1} - \frac{G_0}{T_0} \left(\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right)^3 \right] \Delta. \qquad (5)$$

Для He–Ne-ОКГ имеем воспроизводимость 10^{-9} в широком диапазоне давлений гелия в усилительной трубке.

Предварительные исследования воспроизводимости частоты He–Ne-лазера с поглощающей ячейкой, стабилизируемого на центр линии поглощения, показали, что воспроизводимость частоты 10^{-9} сравнительно легко достигается [10][1]. Использование колебательных спектров поглощения молекул в сочетании с известными лазерами даст возможность получить воспроизводимость частоты, превышающую указанную на несколько порядков. В качестве примера можно указать систему метан–He–Ne-лазер, работающую на длине волны $\lambda = 3{,}39$ мкм.

Авторы искренне благодарят С.Г. Раутиана, А.П. Казанцева, Г.И. Сурдутовича за советы и обсуждение вопросов, затронутых в этой работе, В.Р. Беннета за обсуждение механизма ударного уширения в неоне, С.Н. Багаева за обсуждение механизма сдвига максимума линии усиления. Авторы также благодарны Г.А. Милушкину и А.К. Маслову за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1. *W.R. Bennett, Jr*. Phys. Rev. 1962. Vol. 126. P. 580.
2. *С.Г. Раутиан*. Докторская диссертация. ФИАН СССР, 1966.
3. *W.E. Lamb, Jr*. Phys. Rev. 1964. Vol. 134. P. 1429.
4. *A. Szöke, A. Javan*. Phys. Rev. 1963. Vol. 10. P. 521.
5. *В.Н. Лисицын, В.П. Чеботаев*. Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 1.
6. *Л.С. Василенко, В.П. Чеботаев*. ЖПС. 1966. Т. 6. С. 536.
7. *W.R. Bennett, Jr*., *P.J. Kindlmann*. Phys. Rev. 1966. Vol. 149. P. 38.
8. *А.П. Казанцев*. ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 1751.
9. *С.Г. Раутиан, И.И. Собельман*. ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 934.
10. *С.Н. Багаев, Ю.Д. Коломников, В.П. Чеботаев*. Доклад на научно-технической конференции по квантовой электронике. Ереван, 1967.

[1] Эти эксперименты были выполнены совместно с С.Н. Багаевым и Ю.Д. Коломниковым, которым авторы приносят свою благодарность. Исследовалась воспроизводимость частоты He–Ne-лазера с поглощающей ячейкой, настраиваемого на центр линии поглощения. Давление гелия в усилительной трубке изменялось в очень широких пределах, давление неона в поглощающей ячейке изменялось в пределах $5 \cdot 10^{-2}$–$2 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст. В этих условиях достигалась воспроизводимость частоты $1{,}5 \cdot 10^{-9}$.

Stabilization and reproducibility of a helium–neon laser frequency at λ = 0.63 μm[#]

S.N. Bagaev, Yu.D. Kolomnikov, and V.P. Chebotayev

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, USSR Academy of Sciences
Submitted April 4, 1968

A high frequency stability (10^{-9} to 10^{-10}) has been reported for gas lasers [1–3]. The most widely used methods for stabilizing frequency are based on the use of the Lamb dip, dispersion characteristics, and Zeeman absorption cell [4, 5].

However, as further studies showed, the long-term stability and reproducibility of laser frequency remained low: from 10^{-7} to 10^{-8}. It was shown in [6] that the wavelength reproducibility for a He–Ne laser at λ = 0.63 μm over 1000 h is on the order of 10^{-8}, i.e., lower than that for the ^{86}Kr wavelength. Our investigation of the shift and asymmetry of the 6328 Å Ne line, caused by the collisions with He and Ne atoms, gave the same result. A change in the pressure of ^{3}He and ^{4}He isotopes was found to lead to a blue linear shift of this line by, respectively, 20 ± 2 and 16 ± 2 MHz per 133.3 Pa. The line of pure neon undergoes a red shift by a much smaller value: 6 ± 1 MHz per 133.3 Pa. Hence, a change in the helium pressure in the laser tube by 13.33 Pa (a realistic value for a time of about 100 h) shifts the line by 2 MHz, which amounts to 5×10^{-9} of the laser frequency. Thus, to obtain a long-term frequency reproducibility of 10^{-9} at a working He pressure of 200 to 267 Pa in the laser tube, it is necessary to maintain the pressure with an absolute error of no more than 2 to 3 %. Obviously, one can hardly do this for a long time in a sealed-off discharge tube. In addition, as our experiments showed, the asymmetry, caused by interatomic collisions, makes the frequency corresponding to the minimum power dependent on the level of discharge excitation when the Lamb dip is used for frequency tuning. The laser frequency stabilized using a Zeeman absorption cell also shifts when changing the excitation level and magnetic field in the cell [3].

In this context, the stabilization methods in which the effect of atomic collisions can be neglected are of great interest.

Here, we implemented for the first time a new method for stabilizing the frequency of a He–Ne laser with λ = 0.63 μm. The stabilization was performed using the effects of absorption saturation in the standing-wave field. These effects were considered thoroughly in [7], where a frequency reproducibility of 10^{-9} was reported. In this paper we describe these experiments in detail. Another stabilization method was proposed in [8, 9]. However, a particular case of stabilization — self-stabilization — was considered in [9]. In this case, the saturation in the absorption line in the standing-wave field is used. The self-stabilization conditions obtained in

[#] Measurement Techniques. 1968. Vol. 11, No. 8. PP. 1037–1039.

Стабилизация и воспроизводимость частоты гелий-неонового лазера на λ = 0,63 мкм[#]

С.Н. Багаев, Ю.Д. Коломников, В.П. Чеботаев

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Академии наук СССР
Поступило в редакцию 4 апреля 1968 г.

Ранее сообщалось о достижении высокой стабильности частоты газовых лазеров порядка 10^{-9}–10^{-10} [1–3]. К основным методам стабилизации, наиболее часто встречающимся на практике, можно отнести: стабилизацию по провалу Лэмба, по дисперсионным характеристикам и метод, использующий зеемановскую ячейку поглощения [4, 5].

Однако, как показали дальнейшие исследования, долговременная стабильность и воспроизводимость частоты лазеров оставалась довольно низкой, равной 10^{-7}–10^{-8}. В [6] было показано, что воспроизводимость длины волны излучения He–Ne-лазера на λ = 0,63 мкм за 1000 часов уступает воспроизводимости длины волны ^{86}Kr и составляет величину порядка 10^{-8}. К такому же результату приводят исследования сдвига и асимметрии линии Ne 6328 Å из-за эффекта столкновений с атомами гелия и неона, проведенные авторами этой работы. Было получено, что при изменении давления изотопа гелия 3 и 4 имеет место линейный сдвиг линии в фиолетовую область на величину 20 ± 2 МГц и 16 ± 2 МГц на 133,3 Н/м^2 соответственно. В чистом неоне сдвиг значительно меньше и составляет 6 ± 1 МГц на 133,3 Н/м^2 в красную область. Отсюда видно, что изменение давления гелия в лазерной трубке на 13,33 Н/м^2, что вполне реально за время порядка 100 часов, смещает максимум линии на величину 2 МГц, что составляет $5\cdot10^{-9}$ частоты лазера. Таким образом, для получения долговременной воспроизводимости частоты 10^{-9} при рабочем давлении гелия в лазерной трубке 200–267 Н/м^2 необходимо поддерживать и воспроизводить давление с абсолютной погрешностью не более 2–3 %. Ясно, что в течение длительного времени поддерживать давление с такой точностью в отпаянной разрядной трубке практически невозможно. Кроме того, как показали наши эксперименты, присутствие асимметрии линии, обусловленной столкновениями атомов, приводит к зависимости положения минимума мощности по частоте от уровня возбуждения разряда при настройке частоты по провалу Лэмба. Также наблюдается сдвиг частоты лазера, стабилизированного при помощи зеемановской ячейки поглощения, при изменении уровня возбуждения и магнитного поля в ячейке [3].

В связи с этим большой интерес представляет использование таких методов стабилизации, в которых влиянием столкновений атомов можно пренебречь.

[#] Измерительная техника. 1968. № 8. С. 27–29.

[9] a fortiori cannot be implemented in He–Ne lasers at $\lambda = 0.63$ μm; thus, this technique is invalid for the case under study.

Due to the overlap of the holes burned by strong field in the Doppler-broadened Ne line, the absorption at the line center decreases, and this leads to the formation of a narrow power peak at the absorption line center. This phenomenon was observed using a laser with an absorption cell inside the cavity. The peak width was about 25 MHz, a value much smaller than the Lamb dip width. Tuning the laser frequency to the lasing peak, one can obtain very high frequency stability and reproducibility. It is noteworthy that an introduction of absorption cell into the cavity is greatly advantageous for high frequency reproducibility.

Application of very low absorption and, correspondingly, very low absorbing gas pressures. According to [7], the condition for power peak formation is

$$\frac{T_0}{G_0}\left(\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}\right)^3 \geq 1,$$

where T_0 and G_0 are, respectively, the unsaturated absorption and gain of the laser medium and Γ_1 and Γ_2 are the Lorentzian half-widths in the amplifying and absorbing media. As the calculations and experiments showed, a fairly sharp peak is observed at $T_0/G_0 \approx 0.1$. Hence, one can use very low absorption, on the order of several hundredths of a percent, and thus operate at low (1.33 to 13.3 Pa) pressures. In this pressure range interatomic collisions are very rare, and the peak width barely differs from the natural width.

Small shift of absorption line with a change in the Ne pressure in the cell. Indeed, as follows from the aforesaid, a change in the neon pressure by 1.33 Pa shifts the line by about 60 kHz. This means the following: to obtain a frequency reproducibility better than 10^{-9}, one has to maintain the neon pressure in the absorption cell with an error of 100 to 200 % at operating pressures of 13.3 to 6.7 Pa, which is easy to realize.

As was shown in [7], due to the shift of the gain line with a change in the helium pressure in the tube, the lasing power peak undergoes a shift, which can be written as

$$\Delta_3 = \left[\frac{2(1-\beta)}{\beta}\left(\frac{\Gamma_2}{\bar{\Omega}}\right)^2 - \left(\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}\right)^2 \frac{1}{\beta}\right]\Delta, \tag{1}$$

where $\beta = T_0/G_0$, Γ_1/Γ_2, $\bar{\Omega}$ is the detuning necessary for lasing suppression at a specified excitation level, Δ is the shift of the gain line due to the change in the helium pressure, and Ω is the frequency corresponding to the maximum peak power; the other parameters were defined above.

In our experiment the He pressure in the gain tube changed from 133.3 to 266.6 Pa ($\Delta \approx 20$ MHz, $\bar{\Omega} = 120$ MHz, $\Gamma_1/\Gamma_2 \approx 0.1$, $\beta = 0.5$, and $\Gamma_2/\bar{\Omega} \approx 0.1$. Substituting these values into (1), we find that $\Delta_3 \approx 120$ kHz).

В настоящей работе мы впервые осуществили новый метод стабилизации частоты He–Ne-лазера на λ = 0,63 мкм. В основе метода лежит использование для целей стабилизации эффектов насыщения поглощения в поле стоячей волны, детально рассмотренных в [7], где мы сообщили о достижении воспроизводимости частоты 10^{-9}. Здесь мы подробно описываем проведенные эксперименты. Отметим, что новый метод стабилизации был предложен также в [8, 9]. Однако в [9] рассмотрен частный случай стабилизации — автостабилизация, когда используется насыщение в линии поглощения в поле стоячей волны. Условия автостабилизации, которые получены в этой работе, заведомо не могут быть реализованы в He–Ne-лазере на λ = 0,63 мкм, и метод не применим для стабилизации этого лазера.

Из-за перекрытия провалов, прожигаемых сильным полем в доплеровски уширенной линии Ne, поглощение в центре линии уменьшается, а это приводит к образованию в центре линии поглощения узкого пика мощности. Для наблюдения указанного явления образования пика мощности использовался лазер с ячейкой поглощения внутри резонатора. Ширина пика составляла величину порядка 25 МГц, что значительно меньше ширины лэмбовского провала. Настраивая частоту лазера на максимум пика генерации, можно получить очень высокие значения стабильности и воспроизводимости частоты. Важно отметить, что введение ячейки поглощения вовнутрь резонатора имеет значительные преимущества при достижении высокой воспроизводимости частоты.

Использование очень малых поглощений, а следовательно, и очень малых давлений поглощающего газа. Согласно [7], условие образования пика мощности

$$\frac{T_0}{G_0}\left(\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}\right)^3 \geq 1,$$

где T_0 и G_0 — ненасыщенные поглощение и усиление лазерной среды, Γ_1 и Γ_2 — лоренцовы полуширины линии в усилительной и поглощающей средах. Как показали расчеты и эксперименты, достаточно резкий пик наблюдается при отношении $T_0/G_0 \approx 0{,}1$. Это дает возможность использовать очень малые поглощения, порядка сотых долей процента, что позволяет осуществить режим низких давлений порядка 1,33–13,3 Н/м^2. При таких давлениях столкновения между атомами будут практически отсутствовать, и ширина пика будет определяться естественной шириной.

Малая величина сдвига линии поглощения при изменении давления Ne в ячейке. Действительно, как следует из вышесказанного, изменение давления неона на 1,33 Н/м^2 смещает линию на величину порядка 60 кГц. Это значит, что для получения воспроизводимости частоты, превышающей 10^{-9}, необходимо поддерживать давление неона в поглощающей ячейке с погрешностью, составляющей 100–200 % при рабочем давлении 13,3–6,7 Н/м^2, что является вполне достижимым.

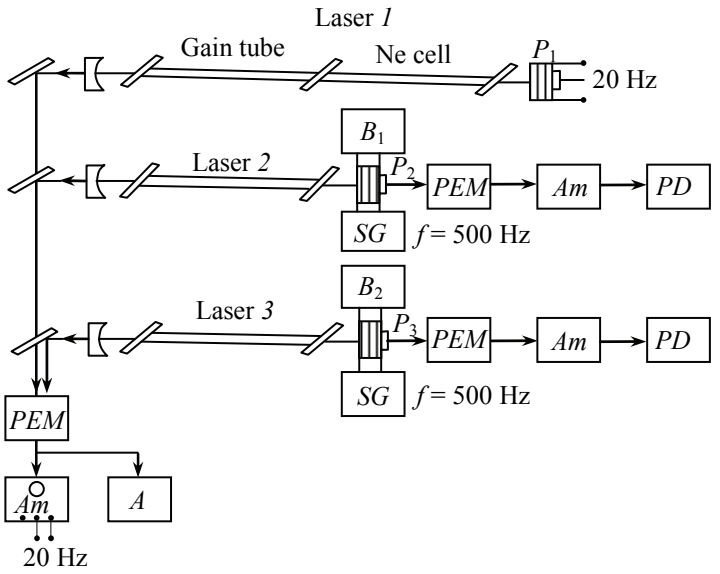
Как было показано в [7], пик мощности генерации из-за сдвига линии усиления при изменении давления гелия в усилительной трубке смещается на величину Δ_3, которая определяется следующим выражением:

Thus, one can see that a change in the He pressure in the gain tube in the above-mentioned limits leads to a small shift of the lasing power peak, and the frequency can easily be reproduced at a level of 10^{-9}.

The above considerations show that the new stabilization method has great advantages over the known ones and allows one to obtain high long-term stability and reproducibility of lasing frequency. The purpose of our experiment was to study the conditions for obtaining a reproducibility of 10^{-9} (rather than stability) for the He–Ne laser frequency, because the new stabilization method allows one to reach a frequency stability as high as 10^{-10} to 10^{-11}.

A schematic of the experimental setup is shown in the figure. Three rigid lasers were used. The laser cavities were semiconfocal systems formed by spherical and plane mirrors. The plane mirrors of lasers *1*, *2*, and *3* were mounted on piezoelectric ceramics P_1, P_2, and P_3, due to which the cavity length could be changed. The distance between the mirrors for the absorption-cell laser (*1*) was 64 cm (the lengths of the gain-tube discharge gap and the absorption cell were ≈24 and ≈26 cm, respectively); for lasers *2* and *3*, this distance was 36 cm. The absorption cell was filled with ^{20}Ne isotope (percentage 99.9 %) at a pressure of 13.3 Pa, and all gain (laser) tubes were filled with a mixture of ^{3}He and ^{20}Ne isotopes. A discharge was ignited in the absorption cell, and a dc discharge was ignited in the gain tube.

The entire experimental setup was fixed on a massive metal plate, suspended in air. The ambient temperature was maintained constant with an error of 0.1 K. Under these conditions, the mechanical and thermal effects were reduced to minimum, and the frequency drift was 2 kHz/sec. The frequency reproducibility for the absorption-cell He–Ne laser was investigated by measuring the shift of the lasing peak with respect to the other laser frequency with a change in the Ne pressure in



Oscillogram of the output power of an absorption-cell laser as a function of the laser frequency. The Ne pressure in the cell is 267 Pa and the pressure of the He–Ne mixture in the gain tube is 200 Pa. The scale is 1 l.s. = 34.8 MHz. The peaks are spaced by 230 MHz

$$\Delta_3 = \left[\frac{2(1-\beta)}{\beta} \left(\frac{\Gamma_2}{\bar{\Omega}} \right)^2 - \left(\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right)^2 \frac{1}{\beta} \right] \Delta , \qquad (1)$$

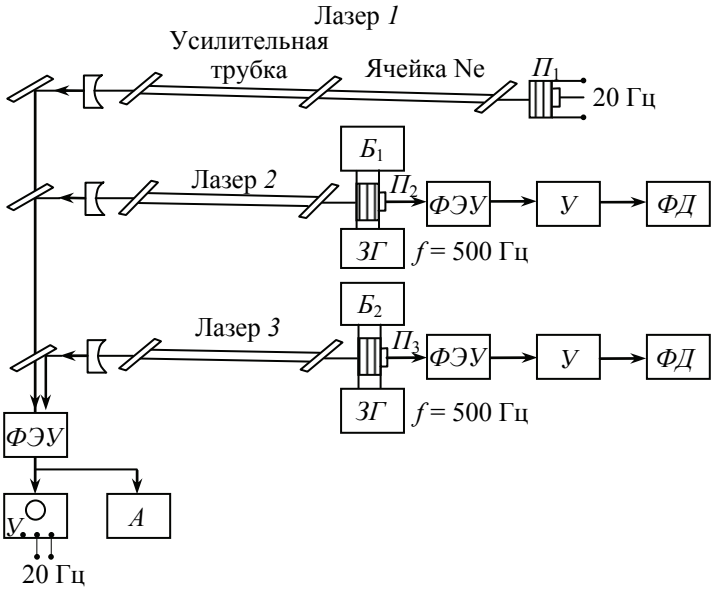
где $\beta = T_0/G_0$; Γ_1/Γ_2; $\bar{\Omega}$ — расстройка, необходимая для срыва генерации при заданном уровне возбуждения; Δ — сдвиг линии усиления из-за давления гелия, Ω — частота, соответствующая положению максимума пика мощности, а остальные величины определены выше.

В условиях нашего эксперимента давление He в усилительной трубке менялось от 133,3 до 266,6 Н/м^2 ($\Delta \approx 20$ МГц, $\bar{\Omega} = 120$ МГц, $\Gamma_1/\Gamma_2 \approx 0{,}1$, $\beta = 0{,}5$, $\Gamma_2/\bar{\Omega} \approx 0{,}1$. Подставляя это значение в (1), получаем, что $\Delta_3 \approx 120$ кГц).

Таким образом видно, что при изменении давления He в усилительной трубке в указанных пределах величина смещения пика мощности генерации оказывается малой, и воспроизводимость частоты 10^{-9} является легко достижимой.

На основании вышесказанного следует, что новый метод стабилизации имеет большие преимущества перед уже известными и позволяет получить высокое значение долговременной стабильности и воспроизводимости частоты. Целью настоящих экспериментальных исследований являлось изучение условий, при которых достигается воспроизводимость частоты He–Ne-лазера 10^{-9}, а не стабильность частоты, так как, используя новый метод стабилизации, можно получить стабильность частоты 10^{-10}–10^{-11}.

Схема экспериментальной установки приведена на фигуре. Использовались три лазера жесткой конструкции. Резонаторы лазеров были образованы



Осциллограмма выходной мощности генерации лазера с ячейкой поглощения внутри резонатора в зависимости от частоты лазера. Давление Ne в ячейке 267 Н/м^2, давление смеси He–Ne в усилительной трубке 200 Н/м^2. Масштаб: 1 б.кл. = 34,8 МГц. Расстояние между пиками 230 МГц

the absorption cell and He pressure in the gain tube. The reference was either laser *2* or laser *3*, which both were stabilized with respect to the gain maximum at the lasing threshold.

A 500-Hz signal with an amplitude of 0.5 V from a sound-frequency generator SG was applied to the piezoelectric ceramics P_2 and P_3, which were used to scan the frequencies of lasers *2* and *3* over the gain line within a 1-MHz band. The modulation signal from lasers *2* and *3* arrived at the photoelectron multiplier *PEM*; amplified selectively in the amplifier *Am*; and corrected to zero amplitude and phase, using a phase detector *PD* and a dc supply (batteries B_2 and B_3). The latter procedure corresponded to the lasing frequency tuning to the maximum of the emission line at the lasing threshold. The error of setting the laser frequency at the threshold maximum was 0.5 MHz. To check the frequency stability and reproducibility for lasers *2* and *3*, their output signals were mixed by auxiliary mirrors at the *PEM* photocathode. The beat frequency for these signals was monitored using a spectrum analyzer *A* or an oscilloscope. As the measurements showed, the error in maintaining frequency at the threshold peak and reproducibility during the experiment (≈5 h) were on the order of 10^{-9}.

Such a high reproducibility was attained because the pressure of the He–Ne mixture in lasers *2* and *3* was maintained identical (187 Pa) and constant (with an error of about 3 %) during the experiment. The pressure in the gas-discharge tube was maintained constant using large volumes of ballast gas. In addition, all lasers were connected with a vacuum system, due to which the working mixture could be changed periodically.

The shift of the lasing peak for laser *1* with respect to the reference laser frequency, depending on the gas pressure in the gain and absorption tubes, was measured on an oscilloscope screen as follows. A 20-Hz *SG* signal was applied at the piezoelectric ceramic P_1, which was used to scan the frequency of laser *2* over the gain line, and the output power peak was observed on the oscilloscope screen. The peak position was determined from the oscillograms with an error of no larger than 0.5 MHz. Then the output signal from laser *1* was mixed by the mirrors with the output signal from laser *3*, which was frequency-stabilized with an error of 10^{-9}, and their beat signal was also observed on the oscilloscope. This beat frequency was used as a reference.

With a change in the helium pressure in the gain tube from 133.3 to 266.6 Pa and neon pressure in the absorption cell from 6.7 to 13.3 Pa, the power peak of laser *1* shifted from the reference value by about 500 kHz, i.e., by 10^{-9} of the frequency.

A similar result was obtained when the frequency of laser *2* (or *3*) was tuned to the power peak of laser *1* and mixed with the frequency of another laser (*3* or *2*), stabilized with respect to the power maximum at the lasing threshold, and their beat frequency was observed on the spectrum analyzer screen. With a change in the pressure in laser *1* in the above-mentioned range the beat frequency changed within a 500-kHz range.

Currently, based on some improvements, a study aimed at reaching a frequency reproducibility on the order of 10^{-10} for a He–Ne laser at $\lambda = 0.63$ μm is in progress.

сферическим и плоским зеркалами и представляли полуконфокальную систему. Плоские зеркала лазеров *1*, *2*, и *3* укреплялись на пьезокерамиках $П_1$, $П_2$ и $П_3$, что позволяло менять длину резонатора. Расстояние между зеркалами для лазера с поглощающей ячейкой (лазер *1*) было равно 64 см (длина разрядного участка усилительной трубки и ячейки поглощения составляли ≈24 см и ≈26 см соответственно), а для лазеров *2* и *3* — 36 см. Ячейка поглощения наполнялась изотопом ^{20}Ne с процентным содержанием 99,9 % при давлении 13,3 Н/м^2, а все усилительные (лазерные) трубки смесью изотопов ^{3}He и ^{20}Ne. В ячейке поглощения возбуждался разряд, а в усилительных трубках — разряд постоянного тока.

Вся экспериментальная установка укреплялась на массивной металлической плите, которая подвешивалась. Температура окружающей среды поддерживалась постоянной с погрешностью 0,1 град. В этих условиях механические и температурные эффекты были сведены до минимума и уход частоты составлял 2 кГц/сек. Воспроизводимость частоты He–Ne-лазера с ячейкой поглощения исследовалась путем измерения смещения максимума пика мощности генераций относительно частоты другого лазера при изменении давления Ne в ячейке поглощения и давления He в усилительной трубке лазера. В качестве репера использовался один из лазеров *2* или *3,* каждый из которых стабилизировался по максимуму усиления на пороге генерации.

От генератора звуковой частоты *ЗГ* подавался сигнал с частотой 500 Гц и амплитудой 0,5 В на пьезокерамики $П_2$ и $П_3$, при помощи которых частоты лазеров *2* и *3* сканировались по линии усиления в пределах полосы шириной 1 МГц. С выхода лазеров *2* и *3* сигнал модуляции попадал на фотоумножитель *ФЭУ*, избирательно усиливался в усилителе *У* и по фазовому детектору *ФД* при помощи источника постоянного тока (батареи $Б_2$, $Б_3$) корректировался на нуль амплитуды и фазы, что соответствовало настройке частоты лазера на вершину линии излучения на пороге генерации. Погрешность, с которой мы выставляли частоту лазера на пороговый максимум, составляла 0,5 МГц. Для проверки стабильности и воспроизводимости частоты лазеров *2* и *3*, выходы их смешивались посредством вспомогательных зеркал на фотокатоде *ФЭУ*. Частота биений между ними наблюдалась на анализаторе спектра *А* или осциллографе. Как показали измерения, погрешность поддержания частоты на пороговом максимуме и воспроизводимость в течение эксперимента (≈5 часов) составляли величину порядка 10^{-9}.

Такая большая воспроизводимость была достигнута благодаря тому, что в лазерах *2* и *3* давление смеси He–Ne поддерживалось одинаковым 187 Н/м^2 и постоянным с погрешностью порядка 3 % за время эксперимента. Постоянство давления в разрядных трубках достигалось за счет использования больших балластных объемов газа. Кроме того, все лазеры подсоединялись к вакуумному посту, что позволяло периодически менять рабочую смесь.

Смещение максимума пика мощности генерации лазера *1* относительно частоты реперного лазера, в зависимости от давления газа в усилительных и поглощающих трубках, измерялось на экране осциллографа следующим образом. Сигнал с частотой 20 Гц от *ЗГ* подавался на пьезокерамику $П_1$ при помощи

References

1. *K. Shimoda and A. Javan*. J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. P. 718.
2. *W.R. Bennett, S.F. Jacobs, J.T. LaTourrette, and P. Rabinowitz*. Appl. Phys. Lett. 1964. Vol. 5. P. 56.
3. *A.D. White, E. Gordon, and E.F. Labuda*. Appl. Phys. Lett. 1964. Vol. 5. P. 97.
4. *A.D. White*. IEEE J. Quantum Electron. 1965. Vol. 1, No. 8. P. 353.
5. *G. Birnbaum*. Proc. IEEE. 1967. Vol. 55. P. 1015.
6. *E.Z. Engelhard*. Augew. Phys. 1966. Vol. 5. P. 20.
7. *V.N. Lisitsyn and V.P. Chebotaev*. Sov. Phys.-JETP. 1968. Vol. 27. P. 227.
8. *P.H. Lee and M.L. Skolnick*. Appl. Phys. Lett. 1967. Vol. 10. P. 303.
9. *V.S. Letokhov*. JETP Lett. 1967. Vol. 6. P. 101.

Е.М. Дианов, 1974 г.
E.M. Dianov, 1974

которой частота лазера *2* сканировалась по линии усиления, и на экране осциллографа наблюдался контур пика выходной мощности. Положение максимума пика определялось по осциллограммам с точностью не хуже 0,5 МГц. Далее выход лазера *1* смешивался при помощи зеркал с выходом лазера *3*, стабилизированного по частоте с погрешностью 10^{-9}, и сигнал биений между ними также наблюдался на осциллографе. Этот сигнал биений и являлся реперной частотой отсчета.

При изменении давления гелия в усилительной трубке от 133,3 до 266,6 Н/м^2 и неона в ячейке поглощения от 6,7 до 13,3 Н/м^2 максимум пика мощности лазера *1* сдвигался от реперной частоты на величину порядка 500 кГц, что составляет 10^{-9} частоты лазера.

Аналогичный результат был получен, когда частота одного из лазеров *2* или *3* настраивалась на максимум пика мощности лазера *1* и смешивалась с частотой другого лазера (*3* или *2*), стабилизированного по максимуму мощности на пороге генерации, и на экране анализатора спектров наблюдалась частота биений между ними. При изменении давления в лазере *1* в указанных выше пределах частота биений менялась в области 500 кГц.

В настоящее время благодаря ряду улучшений ведется работа по получению воспроизводимости частоты He–Ne-лазера на $\lambda = 0{,}63$ мкм порядка 10^{-10}.

Литература

1. *K. Shimoda, A. Javan*. J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. P. 718.
2. *W.R. Bennett, S.F. Jacobs, J.T. LaTourrette, P. Rabinowitz*. Appl. Phys. Lett. 1964. Vol. 5. P. 56.
3. *A.D. White, E. Gordon, E.F. Labuda*. Appl. Phys. Lett. 1964. Vol. 5. P. 97.
4. *A.D. White*. IEEE J. Quantum Electron. 1965. Vol. 1, No. 8. P. 353.
5. *G. Birnbaum*. Proc. IEEE. 1967. Vol. 55. P. 1015.
6. *E.Z. Engelhard*. Augew. Phys. 1966. Vol. 5. P. 20.
7. *В.Н. Лисицын, В.П. Чеботаев*. ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 419.
8. *P.H. Lee, M.L. Skolnick*. Appl. Phys. Lett. 1967. Vol. 10. P. 303.
9. *В.С. Летохов*. Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 6. С. 597.

С.Н. Багаев
S.N. Bagaev

Investigation of the influence of the AlAs–GaAs heterostructure parameters on the laser threshold current and the realization of continuous emission at room temperature[#]

Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, D.Z. Garbuzov, Yu.V. Zhilyaev, E.P. Morozov, E.L. Portnoi, and V.G. Trofim

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted May 6, 1970

The lowest threshold currents at 300 K have been achieved in AlAs–GaAs injection lasers of the heterojunction type [1–5].

The lowest threshold current densities, reported for epitaxial lasers with two heterojunctions [1, 2], are $(4–5)\times10^3$ A/см^2 at 300 K. In the case of lasers with one heterojunction, fabricated by a combination of epitaxial and diffusion methods, the minimum threshold current density is $(6–8)\times10^3$ A/cm^2 [3–5].

The present paper reports the results of an investigation of and further improvements in AlAs–GaAs heterojunction lasers. This investigation resulted in the lowering of the threshold current density at 300 K to 900–1000 A/cm^2 and in the realization of continuous laser emission at room temperature.

The heterojunction lasers were prepared by liquid epitaxy. Wide gap *n*- and *p*-type emitters ($Al_xGa_{1-x}As$ solid solutions) were doped with tellurium ($5\times10^{16} \le n \le 10^{19}$ см$^{-3}$) and germanium ($p = 10^{19}$ см$^{-3}$), respectively. These emitters were separated by a central narrow-gap active region which consisted of gallium arsenide (or $Al_xGa_{1-x}As$ solid solutions of compositions close to gallium arsenide), which was doped with Ge, Si, Zn, or left undoped.

We investigated the role of the wide-gap emitters, the influence of the thickness of the central narrow-gap region on the threshold current density, and the possibility of laser emission from gallium arsenide doped with Ge or Si amphoteric impurities or from undoped *n*-type GaAs.

The role of the wide-gap emitters was determined by comparing the threshold current densities of lasers with two heterojunctions with the corresponding current densities for structures with one heterojunction, all structures being prepared under identical conditions. The active region in the structures being compared was doped with germanium ($p \approx 10^{18}$ см$^{-3}$) and its thickness was 2 μm.

Typical threshold current densities for three-layer *n–p–p* $Al_xGa_{1-x}As$–GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$ heterostructures were $(4–5)\times10^3$ A/cm^2 at 300 K (the central active region in these structures was 2 μm thick).

The threshold current densities in the corresponding $n–p–p^+$ $Al_xGa_{1-x}As$–GaAs–GaAs heterostructures with a single *n–p* heterojunction exceeded 100 kA/cm^2

[#] Sov. Phys.-Semicond. 1971. Vol. 4, No. 9. PP. 1573–1575.

Исследование влияния параметров гетероструктуры в системе AlAs–GaAs на пороговый ток лазеров и получение непрерывного режима генерации при комнатной температуре[#]

Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов, Ю.В. Жиляев, Е.П. Морозов, Е.Л. Портной, В.Г. Трофим

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Академии наук СССР
Поступило в редакцию 6 мая 1970 г.

В настоящее время наиболее низкие значения пороговых токов при 300 К имеют инжекционные лазеры с гетеропереходами в системе AlAs–GaAs [1–5].

В эпитаксиальных лазерах с двумя гетеропереходами [1, 2] наименьшие значения плотности порогового тока составляли $(4–5)\cdot10^3$ А/см^2 при 300 К. В лазерах с одним гетеропереходом, полученных сочетанием эпитаксиального и диффузионного методов, минимальные значения пороговых токов $(6–8)\times\times10^3$ А/см^2 [3–5].

В данном сообщении приводятся результаты работы по исследованию и дальнейшему совершенствованию гетеролазеров в системе AlAs–GaAs, приведшие к снижению пороговых токов при 300 К до значений 900–1000 А/см^2 и получению непрерывного режима работы при комнатной температуре.

Гетеролазеры изготавливались методом жидкостной эпитаксии. Широкозонные эмиттеры (твердые растворы $Al_xGa_{1-x}As$) *n*- и *p*-типа легировались соответственно теллуром ($5\cdot10^{16} \le n \le 10^{19}$ см$^{-3}$) и германием ($p = 10^{19}$ см$^{-3}$). Заключенная между ними узкозонная средняя активная область (арсенид галлия или твердые растворы $Al_xGa_{1-x}As$ состава, близкого к арсениду галлия) легировалась Ge, Si, Zn или вообще не легировалась.

В работе исследовались роль широкозонных эмиттеров, влияние на пороговые токи гетеролазеров ширины средней узкозонной области, возможность возбуждения генерации в арсениде галлия, легированном амфотерными примесями Ge, Si, и в нелегированном *n*-GaAs.

Для выяснения роли широкозонных эмиттеров производилось сопоставление значений пороговых токов в лазерах с двумя гетеропереходами и пороговых токов в структурах с одним гетеропереходом, приготовленных в идентичных условиях. Активная область в сопоставляемых структурах была легирована германием ($p \simeq 10^{18}$ см$^{-3}$), ее ширина составляла 2 мкм.

Для трехслойных гетероструктур *n*-$Al_xGa_{1-x}As$–*p*-GaAs–*p*-$Al_xGa_{1-x}As$ при такой ширине средней области типичные значения пороговых токов при 300 К составляют 4–5 кА/см^2.

[#] Физика и техника полупроводников. 1970. Т. 4. С. 1826–1829.

at 300 K. The threshold current densities for *n–p–p* GaAs–GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$ heterostructures with a single *p–p* heterojunction and a heavily doped*n*-type region [$n = (3–5)\times10^{18}$ cm^{-3}] were 10–14 kA/cm^2 at 300 K. When the doping level of the *n*-type region was reduced, the threshold current density in these structures increased and no laser emission was observed when the carrier density decreased to $n \simeq 10^{18}$ cm^{-3}. The emission spectra of such structures exhibited, at 300 K, a shift of the emission band maximum in the direction of shorter wavelengths. This occurred at high current densities and was due to hole injection.

These phenomena were not observed in structures with two heterojunctions and a wide-gap lightly doped *n*-type emitter. On the contrary, a reduction in the doping level of the *n*-type region resulted in some decrease in the threshold current density. The lowest threshold current densities were obtained for heterostructures in which the donor concentration in the *n*-type emitter was $N_D = 5\times10^{16}–5\times10^{17}$ cm^{-3}.

The dependence of the threshold current density on the thickness of the central active region was investigated for three-layer heterostructures in which the central layer was doped with germanium ($p = 10^{18}$ cm^{-3}). The Fabry–Perot resonator length was about 400 μm. The threshold current density was deduced from the dependence of the output radiation intensity on the current and was checked by investigating the output radiation spectra.

It is evident from Fig. 1 that the threshold current density decreased monotonically with diminishing thickness of the central region down to $d = 0.5$ μm; at this thickness the current densities were 1000 A/cm^2 (300 K) and 300 A/cm^2 (77 K). The corresponding dependences for the structures with one heterojunction (*n–p–p* GaAs–GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$) [3] had a maximum at $d = 2$ μm. When the thickness of the active region in these structures was reduced below 2 μm, the threshold current density increased rapidly because of increasing losses and hole injection.

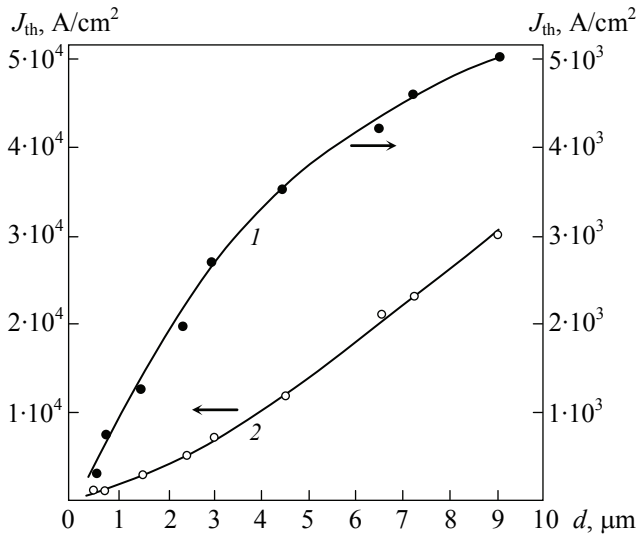


Fig. 1. Dependence of the threshold current density on the thickness of the central region in three-layer heterojunction lasers. T (K): 77 (*1*), 300 (*2*)

В соответствующих гетероструктурах с одним *n–p*-гетеропереходом n-$Al_xGa_{1-x}As$–p-GaAs–p^+GaAs пороговые токи при 300 К превышают 100 кА/см^2. В гетероструктурах с одним *p–p*-гетеропереходом *n*-GaAs–*p*-GaAs–*p*-$Al_xGa_{1-x}As$ при сильно легированной *n*-области ($n = (3–5)\cdot10^{18}$ см$^{-3}$) пороговые токи при 300 К составляют 10–14 кА/см^2. При уменьшении уровня легирования *n*-области пороговые токи в таких структурах возрастают, а при $n \simeq 10^{18}$ см$^{-3}$ генерация вообще не наблюдается. В спектрах излучения таких структур (300 К) происходит сдвиг максимума полосы излучения в коротковолновую область при высоких плотностях тока, обусловленный дырочной инжекцией.

Отметим, что в структурах с двумя гетеропереходами и широкозонным слабо легированным *n*-эмиттером подобные явления не наблюдаются. Напротив, уменьшение уровня легирования *n*-области приводит к некоторому уменьшению пороговых токов. Минимальные значения пороговых токов получены в гетероструктурах с концентрацией доноров в *n*-эмиттере $N_д = 5\cdot10^{16}–5\cdot10^{17}$ см$^{-3}$.

Исследование зависимости порогового тока от ширины средней области проводилось на трехслойных гетероструктурах со средней областью, легированной германием ($p = 10^{18}$ см$^{-3}$). (Длина резонаторов Фабри–Перо в исследуемых приборах составляла около 400 мкм). Значения пороговых токов определялись по зависимости интенсивность излучения–ток и контролировались по спектральным характеристикам излучения.

Как видно из рисунка, пороговые токи монотонно убывают при уменьшении ширины средней области до $d = 0.5$ мкм и составляют при этой толщине 1000 А/см^2 (300 К) и 300 А/см^2 (77 К). Отметим, что соответствующие зависимости для структур с одним гетеропереходом (*n*-GaAs–*p*-GaAs–*p*-$Al_xGa_{1-x}As$) [3]

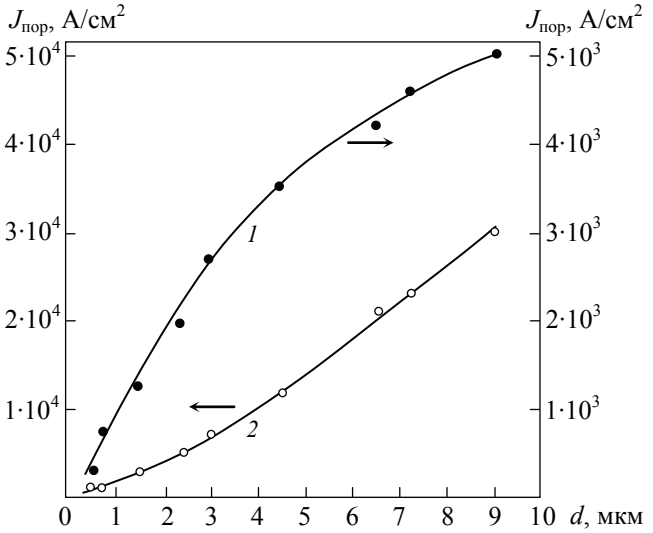


Рис. 1. Зависимость плотности порогового тока от ширины средней области в трехслойных гетеролазерах: $T = 77$ К (*1*), $T = 300$ К (*2*)

Table 1. Principal parameters of investigated heterostructures

Batch No.	d, μm	Dopant	Carrier density in central layer n (p), cm^{-3}	$h\nu_{max}$ at 300 K, eV	$h\nu_{max}$ at 77 K, eV	J_{th} at 300 K, A/cm^2	J_{th} at 77 K, A/cm^2	η_{diff} at 300 K, %
1083*	0.8	ND	$n \simeq 10^{17}$	1.42	1.505	1500	800	30
1076*	0.7	ND	$n \simeq 10^{17}$	1.42	1.505	940	400	20
1075**	0.5	Ge	$p \simeq 10^{18}$	1.407	1.483	1100	295	25
1075′	2	Ge	$p \simeq 10^{18}$	1.382	1.465	4000	1700	25
1021	2.5	Zn	$p = 10^{18}$	1.37	1.47	4200	1000	35
1014	2	Si	$p \sim 2 \cdot 10^{18}$	1.344	1.424	10000	5000	10
1028	2	Si	$p = 6 \cdot 10^{17}$	1.355	1.43	4000	1500	15

* The active region was not specially doped.

** A small increase in $h\nu_{max}$ caused by a reduction in the thickness of the central region (samples 1075′ and 1075) was evidently due to the formation of $Al_xGa_{1-x}As$ in the active region near the interface with the wide-gap n-type emitter. ND denotes that samples were not specially doped.

The only active material currently used in gallium arsenide lasers is p-type GaAs doped with zinc.

We have already mentioned that a germanium-doped active region can be used in heterojunction lasers which operate at 300 K and have low threshold current densities.

The results presented in Table 1 demonstrate that, apart from germanium- and zinc-doped gallium arsenide, we can use also silicon-doped and undoped n-type GaAs as the active material in three-layer heterojunction lasers.

When these materials are used in conventional p–n junction devices, laser emission is either impossible (Si-doped gallium arsenide)[1] or it is difficalt even at low temperatures (undoped n-type GaAs [8] and Ge-doped GaAs [9].

The higher injection efficiency and deliberate restriction of the recombination region in three-layer heterojunction lasers enable these materials to compete successfully with the traditional zinc-doped gallium arsenide (Table 1).

We achieved continuous room-temperature laser emission in small-area (30×250 μm active region) samples prepared by the photolithographic technique. Silvered copper plates were used as the heat conductors. No other measures were taken to cool these samples or to improve the removal of heat. The minimum current at which laser emission was observed was 200 mA.

The authors are deeply grateful to V.M. Tuchkevich for his constant interest in this investigation, and to E.A. Gamilko, V.P. Antipov, M.K. Trukan, A.N. Ermakova, and E.A. Abramova for their help in the preparation of the samples and in the measurements.

[1] Emission of coherent radiation from optically excited Ge- and Si-doped GaAs films was investigated recently at 77 K [6, 7].

Таблица 1. Основные параметры исследованных гетероструктур

№ партии образцов	d, мкм	Тип легирующей примеси	Концентрация носителей в среднем слое n (p), см$^{-3}$	$h\nu_{max}$ при 300 К, эВ	$h\nu_{max}$ при 77 К, эВ	$J_{пор}$ при 300 К, А/см^2	$J_{пор}$ при 77 К, А/см^2	$\eta_{дифф}$ при 300 К, %
1083*	0.8	НЛ	$n \simeq 10^{17}$	1.42	1.505	1500	800	30
1076*	0.7	НЛ	$n \simeq 10^{17}$	1.42	1.505	940	400	20
1075**	0.5	Ge	$p \simeq 10^{18}$	1.407	1.483	1100	295	25
1075′	2	Ge	$p \simeq 10^{18}$	1.382	1.465	4000	1700	25
1021	2.5	Zn	$p = 10^{18}$	1.37	1.47	4200	1000	35
1014	2	Si	$p \sim 2\cdot10^{18}$	1.344	1.424	10000	5000	10
1028	2	Si	$p = 6\cdot10^{17}$	1.355	1.43	4000	1500	15

* Активная область преднамеренно не легировалась.

** Небольшое увеличение $h\nu_{max}$ при уменьшении ширины средней области (образцы 1075′ и 1075), очевидно, связано с образованием $Al_xGa_{1-x}As$ в активной области вблизи границы с широкозонным n-эмиттером.

имеют вид кривых с минимумом при $d = 2$ мкм. При ширине активной области, меньшей 2 мкм, в таких структурах наблюдается резкое возрастание пороговых токов, обусловленное увеличением потерь и появлением дырочной инжекции.

Обычно в арсенид-галлиевых лазерах основным и единственным материалом активной области является p-GaAs, легированный цинком.

Выше уже говорилось о получении низкопороговой генерации при 300 К в гетеролазерах с активной областью, легированной германием.

Как видно из данных, приведенных в таблице, кроме арсенида галлия, легированного германием и цинком, в качестве активной области трехслойных гетеролазеров могут быть успешно использованы арсенид галлия, легированный кремнием, а также нелегированный n-GaAs.

Получение когерентного излучения в таких материалах в лазерах с обычным p–n-переходом или вообще невозможно (арсенид галлия, легированный Si)[1], либо встречает значительные трудности даже при пониженных температурах (нелегированный n-GaAs [8], GaAs, легированный Ge [9]). Повышение эффективности инжекции и преднамеренное ограничение области рекомбинации в трехслойных гетеролазерах позволяют этим материалам успешно конкурировать с традиционным арсенидом галлия, легированным цинком (см. таблицу).

Непрерывный режим генерации при комнатной температуре был получен на образцах малой площади, изготовленных с помощью фотолитографической техники. (Размеры активной области 30×250 мкм). Теплоотводами служили медные посеребренные пластины. Никаких других мер для охлаждения

[1] Когерентное излучение при 77 К в слоях GaAs, легированного Ge и Si, при оптическом возбуждении исследовано недавно в работах [6, 7].

References

1. *Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, E.L. Portnoi, and M.K. Trukan*. Sov. Phys.-Semicond. 1970. Vol. 3. P. 1107.
2. *Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, V.I. Korol'kov, E.L. Portnoi, D.N. Tret'yakov, M.K. Trukan, and A.A. Yakovenko*. Abstracts of Papers presented at 3rd Conf. on Electroluminescence. Tartu, 1969. P. 15 [in Russian].
3. *I. Hayashi, M.B. Panish, and P. Foy*. IEEE J. Quantum Electron. 1969. Vol. 5. P. 211.
4. *H. Kressel and H. Nelson*. RCA Rev. 1969. Vol. 30. P. 106.
5. *Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, F.A. Gimmel'farb, L.M. Dolginov, Yu.A. Zhitkov, L.D. Libov, E.L. Portnoi, V.G. Trofim, M.K. Trukan, and E.G. Shevchenko*. Sov. Phys.-Semicond. 1971. Vol. 4. P. 1457.
6. *R.D. Burnham, P.D. Dapkus, N. Holonyak, Jr., and I.A. Rossi*. Appl. Phys. Lett. 1969. Vol. 14. P. 190.
7. *J.A. Rossi, N. Holonyak, Jr., P.D. Dapkus, R.D. Burnham, and F.W. Williams*. J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 3289.
8. *D.K. Wilson*. Appl. Phys. Lett. 1963. Vol. 3. P. 127.
9. *Zh.I. Alferov, D.Z. Garbuzov, E.P. Morozov, and D.N. Tret'yakov*. Sov. Phys.-Semicond. 1969. Vol. 3. P. 600.

Ж.И. Алфёров
Zh.I. Alferov

и улучшения теплоотвода не предпринималось. Минимальный ток, при котором наблюдался переход к генерации, составлял 200 мА.

В заключение авторы выражают глубокую признательность В.М. Тучкевичу за постоянный интерес и внимание к работе, Е.А. Гамилко, В.П. Антипову, М.К. Трукану, А.Н. Ермаковой и Е.А. Абрамовой за помощь в приготовлении образцов и проведении измерений.

Литература

1. *Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Е.Л. Портной, М.К. Трукан*. ФТП. 1959. Т. 3. С. 1328.
2. *Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, В.И. Корольков, Е.Л. Портной, Д.Н. Третьяков, М.К. Трукан, А.А. Яковенко*. Тез. докл. на III совещ. по электролюминесценции. Тарту, 1969. С. 15.
3. *I. Hayashi, M.B. Panish, P. Foy*. IEEE J. Quantum Electron. 1969. Vol. 5. P. 211.
4. *H. Kressel, H. Nelson*. RCA Rev. 1969. Vol. 30. P. 106.
5. *Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Ф.А. Гиммельфарб, Л.М. Долгинов, Ю.А. Житков, Л.Д. Либов, Е.Л. Портной, В.Г. Трофим, М.К. Трукан, Е.Г. Шевченко*. ФТП. 1970. Т. 4. С. 1697.
6. *R.D. Burnham, P.D. Dapkus, N. Holonyak, Jr., I.A. Rossi*. Appl. Phys. Lett. 1969. Vol. 14. P. 190.
7. *J.A. Rossi, N. Holonyak, Jr., P.D. Dapkus, R.D. Burnham, F.W. Williams*. J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 3289.
8. *D.K. Wilson*. Appl. Phys. Lett. 1963. Vol. 3. P. 127.
9. *Ж.И. Алфёров, Д.З. Гарбузов, Е.П. Морозов, Д.Н. Третьяков*. ФТП. 1969. Т. 3. С. 706.

Нобелевские лауреаты А. Шавлов (США), К. Зигбан (Швеция), А.М. Прохоров (СССР), И. Раби (США) и Н. Бломберген (США), 1982 г.
Nobel prize winners A.L. Schawlow (USA), K.M. Siegbahn (Sweden), A.M. Prokhorov (USSR), I. Rabi (USA), and N. Bloembergen (USA), 1982

Laser operating in the vacuum region of the spectrum by excitation of liquid xenon with an electron beam[#]

N.G. Basov, V.A. Danilychev, Yu.M. Popov, and D.D. Khodkevich

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted October 16, 1970

The use of condensed noble elements (Xe, Kr, Ar, Ne, He) for lasing in the region of the vacuum ultraviolet was proposed and discussed in [1, 2]. The development of a laser using condensed inert gases is made easier by the feasibility of realizing a four-level scheme [3].

In earlier experiments on the excitation of condensed noble gases (Xe, Kr, Ar) and their mixtures by means of fast electrons, the results were the luminescence spectra and estimates of the luminescence efficiency, and indications of weak stimulated emission of liquid xenon at ~1760 Å [3–5]. These experiments were performed without mirrors and at low excitation density (the maximum current density was 25 A/cm^2).

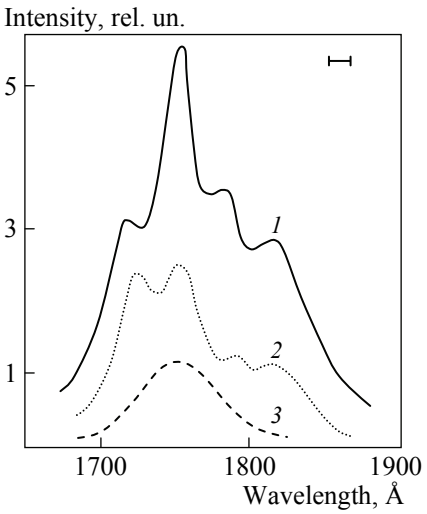


Fig.1. Emission spectrum of liquid xenon: *1* — pump current density 150 A/cm^2, *2* — 70 A/cm^2, *3* — emission spectrum at low excitation density. The resolution of the monochromator is shown in the upper right-hand corner

We describe here experiments aimed at producing lasing in liquid xenon in the vacuum region of the spectrum by excitation with a powerful beam of fast electrons (electron current density up to 200 A/cm^2).

The emission spectrum of liquid xenon is shown in Fig. 1 for two values of the pump current density (the dashed curve shows for comparison the form of the spectrum at a low excitation density). At electron current densities higher than 100 A/cm^2 the intensity of the 1760 Å line increases strongly, and the half-width of the line reaches 20 Å, which is close to the spectrometer resolution (17 Å), whereas the half-width of the same line at low excitation density is 80 Å.

The emission lines against the background of a broad line with half-width 150 Å at wavelengths 1715, 1785, and 1815 Å correspond possibly to transitions from the excited levels of the molecule $Xe_2\,(^{1,3}\Sigma^{+}_{u,g})$ to

[#] JETP Lett. 1970. Vol. 12. PP. 329–331.

Квантовый генератор в вакуумной области спектра при возбуждении жидкого ксенона электронным пучком[#]

Н.Г. Басов, В.А. Данилычев, Ю.М. Попов, Д.Д. Ходкевич

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 16 октября 1970 г.

В работах [1, 2] было предложено и обсуждено использование для генерации в области вакуумного ультрафиолета конденсированных благородных элементов (Xe, Kr, Ar, Ne, He). Создание лазера на конденсированных инертных газах облегчено возможностью реализации четырехуровневой схемы [3].

В проведенных ранее экспериментах по возбуждению конденсированных благородных газов (Xe, Kr, Ar) и их смесей быстрыми электронами были получены спектры люминесценции, оценена эффективность люминесценции и было обнаружено слабое индуцированное излучение жидкого ксенона на длине волны ~1760 Å [3–5]. Эти эксперименты были выполнены без зеркал и при малой плотности возбуждения (максимальная плотность электронного тока составляла 25 А/см^2).

В нашей работе описываются эксперименты по получению генерации на жидком ксеноне в вакуумной области спектра при возбуждении мощным (плотность тока электронов до 200 А/см^2) пучком быстрых электронов.

Спектр излучения жидкого ксенона для двух значений плотности тока накачки показан на рис. 1 (для сравнения пунктиром показан вид спектра при малой плотности возбуждения). При плотностях тока электронов более 100 А/см^2 интенсивность линии 1760 Å сильно возрастает, при этом полуширина линии достигает 20 Å, что близко к разрешению спектрометра (17 Å), тогда как полуширина этой же линии при малой плотности возбуждения составляет 80 Å.

Линии излучения на фоне широкой полосы с полушириной 150 Å на длинах волн 1715, 1785 и 1815 Å возможно соответствуют переходам с возбужденных

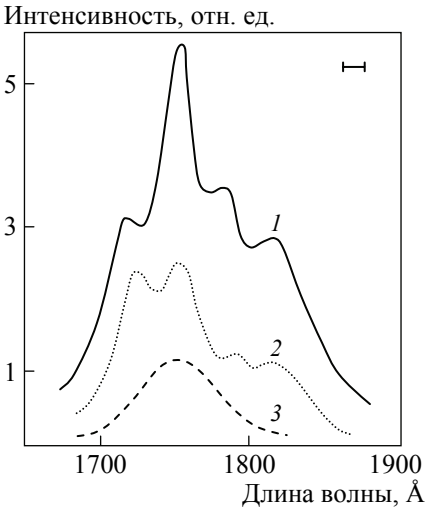


Рис. 1. Спектр излучения жидкого ксенона: *1* — плотность токи накачки 150 А/см^2, *2* — плотность тока накачки 70 А/см^2, *3* — спектр излучения при малой плотности возбуждения. Разрешение монохроматора показано в верхнем правом углу

[#] Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. С. 473–474.

the ground level. At current densities higher than 100 A/cm^2, a bright spot appeared on a luminescent screen on which the radiation was projected. The beam divergence estimated from the dimensions of this spot on the screen was approximately 7°. The dependence of the radiation intensity of the 1760 Å line on the excitation density makes it possible to estimate the threshold current density, 30–60 A/cm^2.

The radiation was registered with a VM-1 monochromator with a 1200 line/mm grating. Besides recording the spectra, we registered the radiation also with the aid of a vacuum photodiode with high time resolution. The waveform and duration of this radiation pulse agreed with the waveform and duration of the electron-current pulse ($\Delta\tau \sim 10$ ns).

We used semitransparent aluminum mirrors sputtered on lithium-fluoride substrates and coated with a protective layer of magnesium fluoride. The mirror transmission at 1700 Å was 1–2 %, and the reflection coefficient was 50–60 %. The equivalent absorption coefficient due to the mirrors in the resonator was thus 0.5 cm^{-1}.

The electron source was a pulsed electron gun yielding electron current densities up to 300 A/cm^2 at energy up to 1 MeV and current-pulse durations 10 ns.

The use of other noble gases [3–5] in the condensed state makes it apparently possible to obtain stimulated emission in a wide band, up to 600–800 Å.

The authors are grateful to A.G. Molchanov for a discussion of the results, and to I.E. Kovsh and O.M. Kerimov for help with the experiments.

References

1. *N.G. Basov*. IEEE J. 1966. Vol. QE-2. P. 354.
2. *A.G. Molchanov, I.A. Poluektov, and Yu.M. Popov*. Fiz. Tverd. Tela 1967. Vol. 9. P. 3363 [Sov. Phys.-Solid State. 1968. Vol. 9. P. 2655].
3. *N.G. Basov, B.M. Balashov, O.V. Bogdankevitch, V.A. Danilychev, G.N. Kashnikov, N.P. Lantzov, and D.D. Khodkevitch*. Journal of Luminescence. 1970. Vol. 12. P. 834.
4. *N.G. Basov, O.V. Bogdankevich, V.A. Danilychev, A.G. Devyatkov, G.N. Kashnikov, and N.P. Lantsov*. Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1968. Vol. 7. P. 404 [JETP Lett. 1968. Vol. 7. P. 317].
5. *N.G. Basov, O.V. Bogdankevich, V.O. Danilychev, G.N. Kashnikov, and O.M. Kerimov*. Kratkie soobshcheniya po fizike. 1970. No. 7. P. 68 [Brief Communications in Physics]; *O.V. Bogdankevich, V.A. Danilychev, G.N. Kashnikov, O.M. Kerimov, and N.P. Lantsov*. FIAN Preprint. 1970. No. 9.

уровней молекулы $Xe_2(^{1,3}\Sigma^+_{u,g})$ на основной. При плотностях тока выше 100 А/см^2 на люминесцентном экране, на который проектировалось излучение, появлялось светлое пятно. Расходимость излучения, оцененная по размерам этого пятна на экране, составила примерно 7°. Зависимость интенсивности излучения линии 1760 Å от плотности возбуждения позволяет оценить пороговую плотность тока 30–60 А/см^2.

Регистрация излучения производилась с помощью монохроматора ВМ-1 с решеткой 1200 штрих/мм. Кроме записи спектров осуществлялась также регистрация излучения с помощью вакуумного фотодиода с высоким временным разрешением. Форма и длительность импульса излучения соответствовали форме и длительности импульса электронного тока ($\Delta\tau \sim 10$ нсек),

В качестве зеркал применялись полупрозрачные алюминиевые зеркала, напыленные на подложку из фтористого лития и покрытые защитным слоем фтористого магния. Пропускание зеркал на длине волны 1700 Å составляло 1–2 %, а коэффициент отражения 50–60 %. Таким образом, эквивалентный коэффициент поглощения, вносимый зеркалами в резонатор составлял 0,5 см$^{-1}$.

Источником электронов служила электронная импульсная пушка, позволяющая получать плотность электронного тока до 300 А/см$^{-2}$ при энергии до 1 МэВ с длительностью токового импульса 10 нсек.

Применение других благородных газов [3–5] в конденсированном состоянии, по-видимому, позволит вынужденное излучение в широком диапазоне длин волн, вплоть до 600–800 Å.

Авторы выражают благодарность А.Г. Молчанову за обсуждение результатов, а также И.Б. Ковшу и О.М. Керимову за помощь при проведении экспериментов.

Литература

1. *N.G. Basov*. IEEE J. 1966. Vol. QE-2. P. 354.
2. *А.Г. Молчанов, И.А. Полуэктов, Ю.М. Попов*. ФТТ. 1967. Т. 9. С. 3363.
3. *N.G. Basov, B.M. Balashov, O.V. Bogdankevitch, V.A. Danilychev, G.N. Kashnikov, N.P. Lantzov, D.D. Khodkevitch*. Journal of Luminescence. 1970. Vol. 12. P. 834.
4. *Н.Г. Басов, О.В. Богданкевич, В.А. Данилычев, А.Г. Девятков, Г.Н. Кашников, Н.П. Ланцов*. Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. С. 404.
5. *Н.Г. Басов, О.В. Богданкевич, В.А. Данилычев, Г.Н. Кашников, О.К. Керимов*. Краткие сообщения по физике. 1970. Вып. 7. С. 68; *О.В. Богданкевич, В.А. Данилычев, Г.Н. Кашников, О.М. Керимов, Н.П. Ланцов.* Препринт ФИАН. 1970. № 9.

The change in the sign of the thermal lens in glass laser rods with a change in the thermo-optical constant of the glass[#]

M.M. Bubnov, I.M. Buzhinskii, E.M. Dianov, S.K. Mamonov, L.I. Mikhailova, and A.M. Prokhorov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted April 3, 1972

A heating of a laser rod by pump light, nonuniform over the rod cross section, forms a thermal lens, thus deforming the laser cavity [1, 2].

Thermal deformations affect significantly the output laser characteristics. A fundamental characteristic of glass lasers is the possibility of removing or decreasing significantly the thermal strains in the cavity by fitting the glass composition [2]. In [3] we proposed an approach to this problem and determined the range of values of the thermo-optical constant W of glasses ($|W| < 10\times10^{-7}$ 1/°C) corresponding to minimum thermal strains. This approach was experimentally verified in [4], where we reported the measured thermal strains for some glasses with different positive thermo-optical constants.

In this paper we present the results of studying the glasses with both positive and negative thermo-optical constants; this choice implies a wide range of variation in the glass composition (Table 1). We measured the focal lengths of the thermal lenses formed under periodic pumping of laser rods. Round rods 20×260 mm in size were pumped by an IFP-5000 xenon lamp with a frequency of 0.1 Hz; the average pump power was 250 W. A cylindrical block from LK-318 glass with a reflecting coating was used as an illuminating element. The rod and lamp were cooled by con-

Table 1

Glass	$W\cdot10^7$, 1/°C	$\beta\cdot10^7$, 1/°C	n	$\alpha\cdot10^7$, 1/°C	f, m
GLS-1	45.0	–4.0	1.53	92	8.0
KGSS-3	22.0	–33.0	1.54	102	14.0
Silicate	17.2	–42.0	1.55	108	27.0
Silicate	12.5	–48.0	1.55	110	46.0
Borophosphate LGS-41	6.6	–52.0	1.52	112	68.0
Silicate LGS-44	6.4	—	1.53	—	44.0
Silicate	2.4	—	1.56	—	>100
Phosphate LGS-40	–16.0	–72.0	1.51	110	–33.0
Phosphate	–30.0	—	1.51	—	–11.5

Note: GLS-1 and KGSS-3 are commercial silicate glasses; the others are experimental samples.

[#] Sov. Phys.-Dokl. 1973. Vol. 17. P. 682.

Изменение знака тепловой линзы стеклянных лазерных стержней при изменении термооптической постоянной стекла[#]

М.М. Бубнов, И.М. Бужинский, Е.М. Дианов, С.К. Мамонов, Л.И. Михайлова, А.М. Прохоров

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 3 апреля 1972 г.

Известно, что неоднородный по сечению нагрев лазерного стержня светом накачки приводит к образованию тепловой линзы, что означает деформацию резонатора ОКГ [1, 2].

Термические деформации оказывают сильное воздействие на выходные характеристики лазера. В случае лазеров на стекле имеется принципиальная возможность подбором состава стекла избавиться или существенно уменьшить термические деформации резонатора [2]. В работе [3] был предложен подход к решению этой задачи и определен интервал значений термооптической постоянной W стекол ($|W| < 10\cdot10^{-7}$ 1/°C), для которого термические деформации должны быть минимальными. Экспериментальным подтверждением этого подхода явилась работа [4], в которой приведены измеренные авторами термические деформации для ряда стекол с различными положительными значениями термооптической постоянной.

В настоящей работе описываются результаты изучения стекол как с положительными, так и отрицательными значениями термооптической постоянной, что соответствует широкому диапазону изменения составов стекол (см. табл. 1). Были измерены фокусные расстояния тепловой линзы, образующейся

Таблица 1

Стекло	$W\cdot10^7$, 1/°C	$\beta\cdot10^7$, 1/°C	n	$\alpha\cdot10^7$, 1/°C	f, м
ГЛС-1	45,0	–4,0	1,53	92	8,0
КГСС-3	22,0	–33,0	1,54	102	14,0
Силикатное	17,2	–42,0	1,55	108	27,0
Силикатное	12,5	–48,0	1,55	110	46,0
Борфосфатное ЛГС-41	6,6	–52,0	1,52	112	68,0
Силикатное ЛГС-44	6,4	—	1,53	—	44,0
Силикатное	2,4	—	1,56	—	>100
Фосфатное ЛГС-40	–16,0	–72,0	1,51	110	–33,0
Фосфатное	–30,0	—	1,51	—	–11,5

Примечание. Стекла ГЛС-1 и КГСС-3 серийные силикатные, остальные — опытные.

[#] Доклады АН СССР. 1972. Т. 205, № 3. С. 556–559.

tinuous-flow water. Under these conditions, a steady-state temperature distribution in the rods was established after approximately 30 pump pulses.

The focal length of thermal lens was measured by the autocollimation method [5]. A rod under study (in the illuminating system) was placed between the plane mirror and the autocollimator objective. We measured the tube defocusing Δ, which is caused by the thermal lens formation in the rod under pumping; the Δ value changes the sign with a change in the sign of the lens under study. The focal length of the thermal lens was determined from the formula

$$f = F_0^2 / \Delta,$$

where F_0 is the focal length of the autocollimator objective.

To prevent the formation of a cavity at the wavelength $\lambda = 1.06$ μm by the plane mirror and rod end face (this cavity would induce lasing and complicate the experiment), we used a dielectric with a maximum reflection at the wavelength $\lambda = 0.69$ μm for the plane mirror. Therefore, the measured focal lengths correspond to this wavelength.

The data obtained are presented in Table 1 and Fig. 1. The thermo-optical constant W of glasses for the wavelength $\lambda = 0.63$ μm is plotted on the abscissa axis, and the optical lens strength (in diopters D) is plotted on the ordinate axis (Fig. 1). This plot demonstrates that, with a decrease in the thermo-optical constant, the thermal lens strength decreases and changes the sign at some W values. Note that there is a clear correlation between the lens strength and glass thermo-optical constant for the glasses with a significantly different composition (silicate, borophosphate, phosphate glasses).

To explain this dependence $f(W)$, we will consider the mechanisms leading to the thermal lens formation. The key factor is the change in the refractive index $\Delta n(r)$, nonuniformly distributed over the rod cross section, in the presence of temperature gradient $T(r)$. It was verified experimentally that the rod face bending during lens formation can be neglected; this result is in agreement with the data in the literature (see, for example, [6]). According to [1],

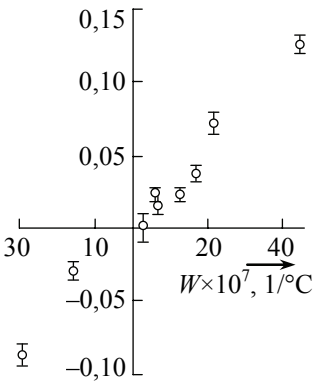


Fig. 1

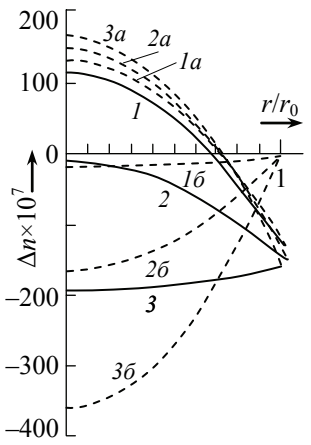


Fig. 2

при периодической накачке лазерных стержней. Круглые стержни размером 20×260 накачивались ксеноновой лампой ИФП-5000 с частотой 0,1 Гц, средняя мощность накачки 250 Вт. В качестве осветителя использовался цилиндрический блок из стекла ЛК-318 с отражающим покрытием на его поверхности. Охлаждение стержня и лампы производилось проточной водой. В этих условиях стационарное распределение температуры в стержнях устанавливалось примерно после 30 импульсов накачки.

Измерение фокусного расстояния тепловой линзы производилось автоколлимационным методом [5]. Исследуемый стержень (в осветителе) помещался между плоским зеркалом и объективом автоколлиматора. Измерялась величина дефокусировки трубы Δ, обусловленная образованием тепловой линзы при накачке стержня, при этом величина Δ меняет знак при изменении знака исследуемой линзы. Фокусное расстояние тепловой линзы определялось по формуле

$$f = F_0^2 / \Delta,$$

где F_0 — фокусное расстояние объектива автоколлиматора.

Для предотвращения образования резонатора на волну $\lambda = 1{,}06$ мкм плоским зеркалом и торцом стержня, что привело бы к развитию генерации и усложнению эксперимента, в качестве плоского зеркала использовалось диэлектрическое зеркало с максимальным отражением на волне $\lambda = 0{,}69$ мкм. Следовательно, измеренные значения фокусных расстояний относятся к этой длине волны.

Полученные данные приведены в табл. 1 и на рис. 1. По оси абсцисс (рис. 1) отложены значения термооптической постоянной W стекол для длины волны $\lambda = 0{,}63$ мкм, а по оси ординат — значения оптической силы линзы (в диоптриях D). Из графика видно, что по мере уменьшения термооптической постоянной сила тепловой линзы уменьшается и при некоторых значениях W меняет знак. Подчеркнем, что полученная четкая корреляция между силой линзы и термооптической постоянной стекла имеет место для стекол, сильно отличающихся по составу (силикатные, борфосфатное, фосфатные).

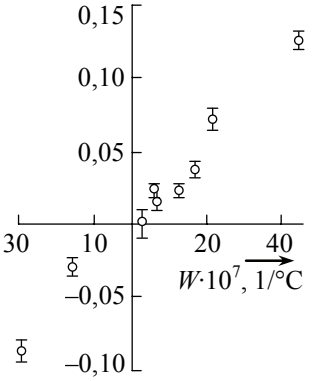


Рис. 1

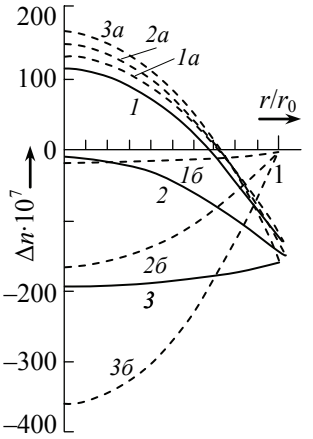


Рис. 2

$$\Delta n_r(r) = n_r(r) - n_0 = \beta\Delta T(r) - B_{\|}\sigma_{rr} - B_{\perp}(\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{zz}),$$
$$\Delta n_\theta(r) = n_\theta(r) - n_0 = \beta\Delta T(r) - B_{\|}\sigma_{\theta\theta} - B_{\perp}(\sigma_{rr} + \sigma_{zz}) \quad (1)$$

for the radial (n_r) and tangential (n_θ) components of light polarization, respectively. Here, $\beta = dn/dT$, σ_{ii} is the temperature stress tensor, $B_{\|}$ and $B_{\perp}$ are photoelastic constants, and $\Delta T(r)$ is the temperature variation at the point r.

To calculate the change in the refractive index over the rod cross section, the dependence $T(r)$ must be known. We assume the heat release in the rod to be uniform. Then, upon intense symmetric cooling, a parabolic temperature distribution is established in the rod [7]. We are interested in the relative temperature distribution over the rod cross section:

$$T(r) = T_1(1 - r^2/r_0^2), \quad (2)$$

where $T_1 = \frac{1}{4} A_0 r_0^2/K$ is the temperature difference between the rod axis and surface, A_0 is the heat release rate per unit volume, and K is the glass thermal conductivity.

Let us estimate T_1 from the measured focal length of the thermal lens as follows. For a section of a lens-like axially symmetric medium of length l, with a refractive index changing according to the law

$$n = n_0(1 - 2r^2/b^2), \quad (3)$$

the focal length is [8]

$$f = b\Big/\left(2n_0 \sin 2\frac{l}{b}\right). \quad (4)$$

Having substituted the σ_{ii} components, expressed in terms of the temperature gradient $T(r)$, into (1) [1], we can rewrite (1) in the form (3) and thus express the parameter b in terms of T_1. Then, substituting the measured values of the focal length of the thermal lens into (4) and solving the equation obtained, we find T_1. According to the calculation, $T_1 \simeq 5$°C.

With the temperature distribution $T(r)$ is known, one can calculate the contributions of different terms in Eq. (1) to the change in the refractive index. The calculation was performed for glasses GLS-1, KGSS-3, and LGS-40 with the following parameters: (GLS-1) $\beta = -4\times10^{-7}$ 1/°C, $\alpha = 92\times10^{-7}$ 1/°C, $E = 7.5\times10^5$ kg/cm^2, $\nu = 0.229$, $B_{\|} = 1\times10^{-7}$ cm^2/kg, and $B_{\perp} = 3.6\times10^{-7}$ cm^2/kg; (KGSS-3) $\beta = -33\times10^{-7}$ 1/°C, $\alpha = 102\times10^{-7}$ 1/°C, $E = 6.5\times10^5$ kg/cm^2, $\nu = 0.247$, $B_{\|} = 1.6\times10^{-7}$ cm^2/kg, and $B_{\perp} = 4.0\times10^{-7}$ cm^2/kg; and (LGS-40) $\beta = -72\times10^{-7}$ 1/°C, $\alpha = 110\times10^{-7}$ 1/°C.

Since the mechanical properties of glass LGS-40 are unknown, the estimation was performed in this case using the corresponding parameters of the typical commercial phosphate glass FK-1: $E = 6.8\times10^5$ kg/cm^2, $\nu = 0.230$, $B_{\|} = 1.6\times10^{-7}$ cm^2/kg, and $B_{\perp} = 4.0\times10^{-7}$ cm^2/kg. The calculation results are shown in Fig. 2 (curves *1–3* for GLS-1, KGSS-3, and LGS-40, respectively). The radial dependences of the changes in the refractive index due to (*a*) the stress arising in the rod and (*b*) the change in the rod temperature at zero stress are shown by dashed lines. The solid

Для объяснения такой зависимости $f(W)$ рассмотрим механизмы, приводящие к образованию линзы. Основным является неоднородное по сечению стержня изменение показателя преломления $\Delta n(r)$ при наличии градиента температуры $T(r)$. Экспериментально было проверено, что изгибом торцов при образовании линзы можно пренебречь, что согласуется с литературными данными (см., например, [6]). Согласно [1],

$$\begin{aligned} \Delta n_r(r) &= n_r(r) - n_0 = \beta\Delta T(r) - B_{\|}\sigma_{rr} - B_{\perp}(\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{zz}), \\ \Delta n_\theta(r) &= n_\theta(r) - n_0 = \beta\Delta T(r) - B_{\|}\sigma_{\theta\theta} - B_{\perp}(\sigma_{rr} + \sigma_{zz}) \end{aligned} \tag{1}$$

соответственно для радиальной n_r и тангенциальной n_θ компонент поляризации света. Здесь $\beta = dn/dT$, σ_{ii} — тензор температурных напряжений, $B_{\|}$, $B_{\perp}$ — фотоупругие постоянные, $\Delta T(r)$ — изменение температуры в точке r.

Для расчета изменения показателя преломления по сечению стержня необходимо знать $T(r)$. Предположим, что имеет место равномерное тепловыделение внутри стержня. Тогда при интенсивном симметричном охлаждении в стержне устанавливается параболическое распределение температуры [7]. Нас интересует относительное распределение температуры по сечению стержня

$$T(r) = T_1(1 - r^2/r_0^2), \tag{2}$$

где $T_1 = \frac{1}{4} A_0 r_0^2/K$ — разность температур на оси и на поверхности стержня, A_0 — скорость выделения тепла в единице объема, K — теплопроводность стекла.

Оценим T_1 по измеренной величине фокусного расстояния тепловой линзы следующим путем. Для секции линзоподобной осесимметричной среды длиной l с изменением показателя преломления по закону

$$n = n_0(1 - 2r^2/b^2) \tag{3}$$

фокусное расстояние [8]

$$f = b \Big/ \left(2n_0 \sin 2\frac{l}{b} \right). \tag{4}$$

Подставив в (1) выражения σ_{ii} через градиент температуры $T(r)$ [1], можно переписать (1) в форме (3), что позволяет выразить параметр b через T_1. Тогда, подставляя в (4) измеренные значения фокусного расстояния тепловой линзы и решая получившееся уравнение, можно найти T_1. Вычисления показывают, что $T_1 \simeq 5$°C.

Зная распределение температуры $T(r)$, можно рассчитать вклады различных членов уравнения (1) в изменение показателя преломления. Расчет производился для стекол ГЛС-1, КГСС-3 и ЛГС-40. Для расчета использовались следующие параметры стекол. ГЛС-1: $\beta = -4\cdot10^{-7}$ 1/°C, $\alpha = 92\cdot10^{-7}$ 1/°C, $E = 7{,}5\cdot10^5$ кг/см^2, $\nu = 0{,}229$, $B_{\|} = 1\cdot10^{-7}$ см^2/кг, $B_{\perp} = 3{,}6\cdot10^{-7}$ см^2/кг; КГСС-3: $\beta = -33\cdot10^{-7}$ 1/°C, $\alpha = 102\cdot10^{-7}$ 1/°C, $E = 6{,}5\cdot10^5$ кг/см^2, $\nu = 0{,}247$, $B_{\|} = 1{,}6\cdot10^{-7}$ см^2/кг, $B_{\perp} = 4{,}0\cdot10^{-7}$ см^2/кг; ЛГС-40: $\beta = -72\cdot10^{-7}$ 1/°C, $\alpha = 110\cdot10^{-7}$ 1/°C.

Механические свойства стекла ЛГС-40 неизвестны, поэтому для оценки взяты соответствующие параметры типичного фосфатного промышленного стек-

lines present the radial dependence of the total change in the refractive index, described by Eqs. (1). To simplify the figure, we showed the change in the refractive index averaged over two polarizations.

The thermal lens formation is shown clearly in Fig. 2. Under periodic pumping the stress arising in a rod leads to the formation of a positive lens, whereas a temperature change in the refractive index produces a negative lens (at negative β values). The total effect depends mainly on the relation between β and the glass photoelastic constants.

It is noteworthy that the Δn values described by the curves (*b*) change significantly from glass to glass, and this change exceeds the corresponding variation in Δn described by the curves (*a*) by an order of magnitude. The reason is that the photoelastic constants of glasses vary only slightly even when the glass composition changes considerably, whereas the β value is very sensitive to the composition. Therefore, the change in the thermal lens strength and its sign with a change in the glass composition is actually due only to the change in β. Using formulas (1), (3), and (4), one can easily show that, with the n, α, E, ν, $B_{\|}$, , and $B_{\perp}$ values and the temperature gradient $T(r)$ identical for all glasses, the optical lens strength D depends linearly on β and on $W = \alpha(n-1)+\beta$ in a wide range of β values. The deviation of the experimentally obtained dependence $D(W)$ from linear is explained by small variations in the above-mentioned parameters from glass to glass and by different heat release in glasses. The latter circumstance is due to the difference in the spectral-luminescence characteristics of the glasses studied.

We are grateful to S.I. Kurgachev for his help in the experiments.

References

1. *F.W. Quelle*. Appl. Opt. 1966. Vol. 5, No. 4. P. 633.
2. *E. Snitzer*. Proc. IEEE. 1966. Vol. 54, No. 10. P. 249.
3. *I.M. Buzhinskii, E.M. Dianov, S.K. Mamonov, L.I. Mikhailova, and A.M. Prokhorov*. Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1970. Vol. 190, No. 3. P. 558 [Sov. Phys.-Dokl. 1970. Vol. 15. P. 49].
4. *M.M. Bubnov, I. M. Buzhinskii*, et al. Kratk. Soobshch. Fiz. 1971. No. 3. P. 7.
5. *V.A. Afanas'ev*. Optical Measurements. Moscow, 1968 [in Russian].
6. *Yu.A. Anan'ev, N.A. Kozlov, et al*. Zh. Prikl. Spektrosc. 1966. Vol. 5. P. 51.
7. *H. Gröber, S. Erk, and U. Grigull*. Die Grundgesetze der Wärmeübertagung. Berlin: Springer, 1952.
8. *N. Kogelnik*. Bell Syst. Techn. J. 1965. Vol. 44, No. 3. P. 455.

ла ФК-1: $E = 6{,}8\cdot10^5$ кг/см^2, $\nu = 0{,}230$, $B_{\|} = 1{,}6\cdot10^{-7}$ см^2/кг, $B_{\perp} = 4{,}0\cdot10^{-7}$ см^2/кг. Результаты расчета приведены на рис. 2 (ГЛС-1 (*1*) , КГСС-3 (*2*) и ЛГС-40 (*3*)). Штриховые кривые показывают радиальную зависимость изменения показателя преломления вследствие возникающих в стержне напряжений (*а*) и вследствие изменения температуры стержня при нулевых напряжениях (*б*). Сплошные кривые изображают радиальную зависимость полного изменения показателя преломления, описываемую уравнениями (1). Чтобы не перегружать рисунок, здесь приведены средние по двум поляризациям значения изменения показателя преломления.

Рис. 2 наглядно иллюстрирует образование тепловой линзы. Видно, что при периодической накачке стержня возникающие в нем напряжения приводят к образованию положительной линзы, в то время как температурное изменение показателя преломления приводит к образованию отрицательной линзы (при отрицательных значениях β) и что суммарный эффект зависит, в основном, от соотношения между величиной β и значениями фотоупругих постоянных стекла.

Важно отметить здесь, что величины Δn, описываемые кривыми (*б*), сильно изменяются при переходе от стекла к стеклу и это изменение на порядок превосходит соответствующее изменение величин Δn, описываемых кривыми (*а*). Это объясняется тем, что фотоупругие постоянные стекол меняются незначительно даже при сильном изменении состава стекла, в то время как величина β очень чувствительна к составу. Поэтому изменение силы тепловой линзы и ее знака при изменении состава стекла практически происходит за счет изменения только величины β. Легко показать с помощью формул (1), (3) и (4), что если n, α, E, ν, $B_{\|}$, $B_{\perp}$ и градиент температуры $T(r)$ одинаковы для всех стекол, то для широкого интервала значений β оптическая сила линзы D линейно зависит от β и от $W = \alpha(n-1)+\beta$. Отклонение экспериментально полученной зависимости $D(W)$ от линейной объясняется небольшими вариациями указанных параметров от стекла к стеклу, а также различным тепловыделением в стеклах. Последнее обстоятельство связано с неодинаковыми спектрально-люминесцентными характеристиками исследуемых стекол.

Авторы выражают благодарность С.И. Кургачеву за помощь в экспериментах.

Литература

1. *F.W. Que1le*. Appl. Opt. 1966. Vol. 5, № 4. P. 633.
2. *E. Snitzer*. Proc. IEEE. 1966. Vol. 54, № 10. P. 1249.
3. *И.М. Бужинский, Е.М. Дианов, С.К. Мамонов, Л.И. Михайлова, А.М. Прохоров.* Докл. Акад. Наук СССР. 1970. Т. 190, № 3. С. 558.
4. *М.М.Бубнов, И.М. Бужинский и др.* Краткие сообщения по физике. 1971. № 3. С. 7.
5. *В.А. Афанасьев*. Оптические измерения. М., 1968. С. 139.
6. *Ю.А. Ананьев, Н.А. Козлов и др*. Журн. прикл. спектроскоп. 1966. Т. 5. С. 51.
7. *Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль*. Основы учения о теплообмене. М., 1958.
8. *H. Kogelnik*. Bell Syst. Techn. J. 1965. Vol. 44, No. 3. P. 455.

Connection between the wave fronts of the reflected and exciting light in stimulated Mandel'shtam–Brillouin scattering[#]

B.Ya. Zel'dovich, V.I. Popovichev, V.V. Ragul'skii, and F.S. Faizullov

P.N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences
Submitted January 6, 1972

In stimulated Mandel'shtam–Brillouin scattering (SMBS) the back-scattered light propagates usually in the same solid angle as the exciting radiation [1]. It has never been ascertained whether this fact is connected only with the geometry of the experiment or whether it has a deeper meaning. To answer this question, we have compared the wave fronts of the reflected and exciting light.

The experimental setup is shown in Fig. 1. The wave front of the ruby-laser radiation is distorted by the plate *P*, made by etching polished glass in fluoric acid. The laser beam has a divergence 0.14×1.3 mrad. The divergence of the light passing through the plate is 3.5 mrad. This light enters a hollow glass light pipe of square cross section, placed in a cell with methane gas[1].

Since the radiation is incident on the light-pipe walls at glancing angles, the coefficient of Fresnel reflection from them is close to unity. This ensures constancy of the pump intensity along the cell. To prevent lasing, the cell windows are inclined 45°.

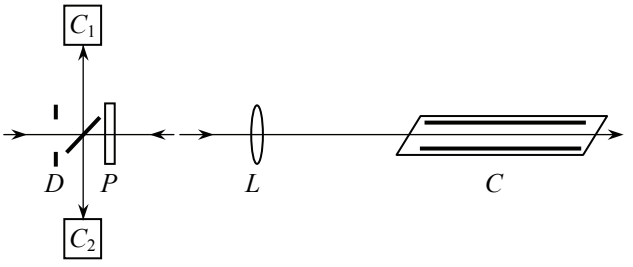


Fig. 1. Experimental setup: *D* — diaphragm (6×6 mm); *P* — plate 1.3 mm thick, with surface roughnesses ~150 μm high and ~1 μm deep (see [2] concerning the optical properties of such a plate), distance between plate and diaphragm 10 cm; *L* — lens of 10 cm diameter and focal length 10 cm; *C* — cell with light pipe; cell length 96 cm, light pipe length 94 cm, cross section 4×4 mm; C_1 and C_2 — systems for the measurement of the parameters of the laser and reflected light

[#] JETP Lett. 1972. Vol. 15. PP. 109–112.

[1] The methane is at room temperature and 125 atm pressure. Under these conditions, the gain due to the SMBS is approximately 0.09 cm/MW and the gain line width is ~20 MHz [3].

О связи между волновыми фронтами отраженного и возбуждающего света при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна[#]

Б.Я. Зельдович, В.И. Поповичев, В.В. Рагульский, Ф.С. Файзуллов

Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР
Поступило в редакцию 6 января 1972 г.

При вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) свет, рассеянный назад, распространяется обычно в том же телесном угле, что и возбуждающее излучение, см. [1]. До сих пор не исследовалось, связан ли этот факт лишь с геометрией опыта или он имеет более глубокую природу. Для выяснения этого вопроса мы сравнили волновые фронты отраженного и возбуждающего света.

Схема эксперимента показана на рис. 1. Волновой фронт излучения лазера на рубине искажается с помощью пластины *П*, изготовленной путем травления полированного стекла в плавиковой кислоте. Лазерное излучение имеет расходимость 0,14×1,3 мрад. Расходимость света, прошедшего через пластину, составляет 3,5 мрад. Этот свет попадает в полый стеклянный световод квадратного сечения, помещенный в кювету с газообразным метаном[1]. Так как излучение падает на стенки световода под скользящими углами, френелевский коэффициент отражения от них близок к единице. Благодаря этому

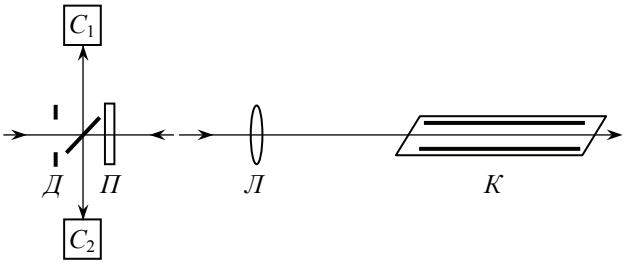


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *D* — диафрагма 6×6 мм; *П* — пластина толщиной 1,3 мм, неровности на поверхности пластины имеют размеры ~150 мкм и глубину ~1 мкм (об оптических свойствах подобных пластин см. [2]), расстояние между пластиной и диафрагмой 10 см; *Л* — линза диаметром 10 см с фокусным расстоянием 100 см; *К* — кювета со световодом; длина кюветы 96 см; длина световода 94 см, сечение 4×4 мм; C_1 и C_2 — системы измерения параметров лазерного и отраженного света

[#] Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15, вып. 3. С. 160–164.

[1] Метан находится при комнатной температуре под давлением 125 атм. При этих условиях коэффициент усиления за счет ВРМБ ≈0.09 см/МВт, а ширина линии усиления ≈20 МГц [3].

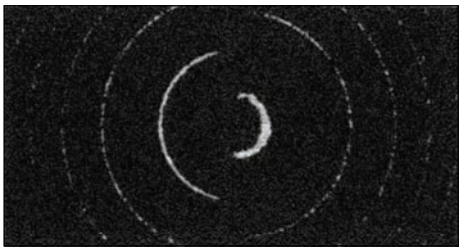


Fig. 2. Spectrograms of exciting (left) and scattered (right) radiation. The dispersion of the Fabry–Perot etalon is 3.33×10^{-2} cm^{-1}

The plate P is illuminated by a beam of rectangular cross section, shaped by diaphragm D. Large-aperture lens L produces an image of the illuminated region at the entrance to the light pipe, the size of the image being equal to the dimension of the entrance aperture of the light pipe. As a result, the entire laser radiation, registered by the measuring system C_1, enters the light pipe after passing through the plate P and the lens. The system C_2 registers the reflected light, which also passes through the lens and the plate.

The ruby laser operates on one axial mode, and its radiation at the entrance to the cell has a maximum power ~1.3 MW at a pulse duration at half-height ~110 ns. The laser is decoupled from the cell by an optical isolator built around on a Faraday cell.

The spectrum of the reflected line reveals one line (Fig. 2), the shift of which relative to the laser-emission line corresponds to scattering through 180°.

The photograph of Fig. 3*a* shows the distribution of the laser radiation in the far zone. The photograph of the far zone of the reflected radiation is shown in Fig. 3*b*. We see that the reflected radiation, after passing through the plate P, has practically the same divergence as the laser light. This is also confirmed by the fact that the ratio of the intensities determined by processing the negatives 3*b* and 3*a* is equal to the value of the reflection coefficient (~25 %) obtained from calorimetric measurements.

A different picture is observed if the cell with methane is replaces by a flat mirror (see Fig. 3*c*). In this case the divergence of the reflected light greatly exceeds the divergence of the laser emission and equals 6.5 mrad.

Passage through the etched plate makes the coherent-light beam highly inhomogeneous in its cross section, owing to interference between the waves traveling in different directions [2]. To determine the influence of these inhomogeneities on the SMBS process, we photographed the far zone of the reflected light in the absence of the plate (Fig. 3*d*). In this case the divergence of the scattered radiation greatly exceeds that of the exciting light.

The experimentally observed "correction" of the wave front of the backscattered radiation, effected with the same phase plate that had distorted the initial laser wave, can be explained if it can be demonstrated that the scattered field (signal) $E_s(r_\perp, z)$ in the plane $z = z_0$ coincides (apart from a factor) with the complex-conjugate laser field $E_L^*(r_\perp, z)$:

$$E_s(r_\perp, z_0) \sim \text{const}\, E_L^*(r_\perp, z_0). \tag{1}$$

The plane $z = z_0$ is perpendicular here to the average direction of the beam and is located near the plate on the side of the scattering cell. We present semiquantitative arguments favoring satisfaction of (1).

обеспечивается постоянство интенсивности накачки по длине кюветы. Для предупреждения генерации окна кюветы скошены на угол 45°.

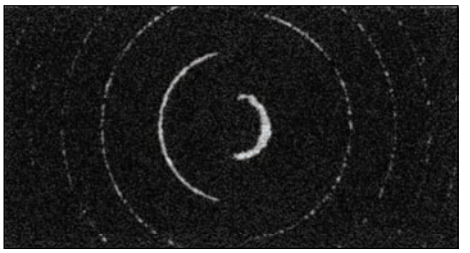


Рис. 2. Спектрограммы возбуждающего (слева) и рассеянного (справа) излучения. Область дисперсии эталона Фабри–Перо $3{,}33\cdot10^{-2}$ см$^{-1}$

Пластина *П* освещается пучком прямоугольного сечения, сформированным диафрагмой *Д*. С помощью линзы *Л* с большой апертурой изображение освещенной области строится на входе световода, причем величина изображения равна размеру входного отверстия световода. Благодаря этому все лазерное излучение, регистрируемое измерительной системой C_1, пройдя пластину *П* и линзу, попадает в световод. Система C_2 регистрирует отраженный свет, также прошедший через линзу и пластину.

Рубиновый лазер работает на одной осевой моде, его излучение на входе в кювету имеет максимальную мощность ~1,3 МВт при длительности импульса по полувысоте ~110 нсек. Развязка между лазером и кюветой осуществляется с помощью оптического изолятора на основе ячейки Фарадея.

В спектре отраженного света наблюдается одна линия (рис. 2), смещение которой относительно линии лазерного излучения соответствует рассеянию на 180°.

На фотографии рис. 3*а* показано распределение лазерного излучения в дальней зоне. Фотография дальней зоны отраженного излучения приведена на рис. 3*б*. Как видно, отраженное излучение, пройдя пластину *П*, имеет практически ту же расходимость, что и лазерный свет. Это подтверждается также совпадением отношения интенсивностей, определенных при обработке негативов 3*б* и 3*а*, с величиной коэффициента отражения (~25 %), полученной из калориметрических измерений.

Иная картина наблюдается, если заменить кювету с метаном на плоское зеркало (см. рис. 3*в*). В этом случае расходимость отраженного света намного превышает расходимость лазерного излучения и составляет 6,5 мрад.

Пучок когерентного света, прошедший через травленую пластину, при дальнейшем распространении становится сильно неоднородным по поперечному сечению за счет интерференции волн, идущих в разных направлениях [2]. Для выяснения влияния этих неоднородностей на процесс ВРМБ была сфотографирована дальняя зона отраженного света при отсутствии пластины (рис. 3*г*). В этом случае расходимость рассеянного получения существенно превосходит расходимость возбуждающего света.

Обнаруженное на эксперименте «исправление» волнового фронта рассеянного назад излучения с помощью той же фазовой пластины, которая исказила исходную лазерную волну, можно объяснить, если удастся показать, что рассеянное поле (сигнал) $E_s(r_\perp, z)$ в плоскости $z = z_0$ совпадает (с точностью до множителя) с комплексно-сопряженным лазерным полем $E_L^*(r_\perp, z)$:

$$E_s(r_\perp, z_0) \sim \text{const}\, E_L^*(r_\perp, z_0). \qquad (1)$$

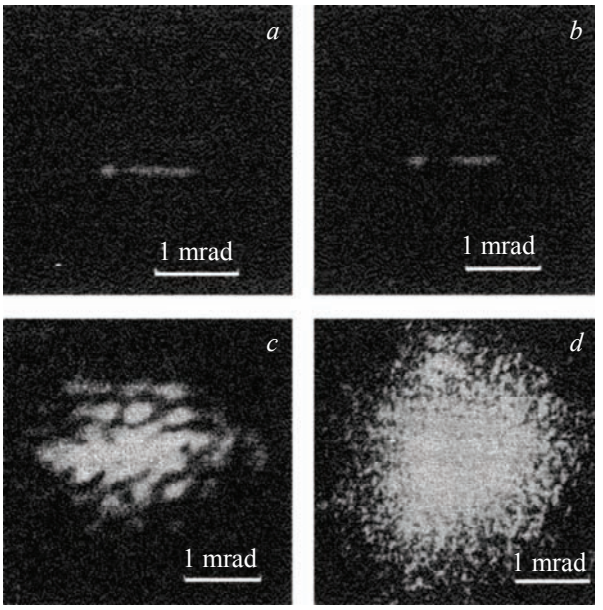


Fig. 3. Photographs of the distribution in the far zone: *a* — laser radiation, *b* — scattered radiation, *c* — light reflected by a flat mirror, *d* — scattered light in the absence of plate *P*. The photographs were obtained by the procedure of [4]

It is easy to show that the dependence of the gain and of the reactive component of the nonlinear polarizability on the scattering angle θ can be neglected when θ is varied in the experiment from 0 to 3×10^{-3}. Therefore the propagation of the signal wave $E_s(r_\perp, z) = e^{-ik_s z}\varepsilon_s(r_\perp, z)$ in the $(-z)$ direction can be described by the parabolic equation

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} + \frac{i}{2k_s}\Delta_\perp \varepsilon_s + \frac{1}{2} g(r_\perp, z)\varepsilon_s = 0, \tag{2}$$

where the gain $g(r_\perp, z)$ is determined, by virtue of the foregoing, simply by the local value of the intensity of the laser field, $g(r_\perp, z) = A|E_L(r_\perp, z)|^2$. The most important aspect of the analysis is that the laser field $E_L(r_\perp, z) = e^{ik_L z}\varepsilon_L(r_\perp, z)$ satisfies (if we neglect the terms with gain) an equation that is the complex conjugate of (2),

$$\frac{\partial \varepsilon_L}{\partial z} - \frac{i}{2k_L}\Delta_\perp \varepsilon_L = 0 \tag{3}$$

(it can be shown that the small difference between the coefficients k_L^{-1} and k_s^{-1} of the transverse Laplacian can be disregarded). Let us consider a system of functions $f_i(r_\perp, z)$, $i = 0, 1, 2, ...$, satisfying the orthogonality relation at the section $z = z_0$ and the equation that describes the propagation of the complex conjugate field of the laser:

$$\int f_i^*(r_\perp, z_0) f_i(r_\perp, z_0)\, dr_\perp = \delta_{ij}; \qquad \frac{\partial f_i}{\partial z} + \frac{i}{2k}\Delta_\perp f_i = 0. \tag{4}$$

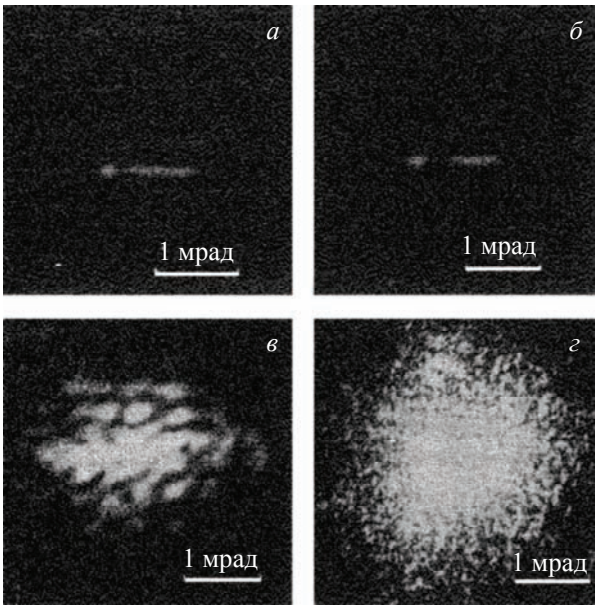


Рис. 3. Фотографии распределения в дальней зоне: *а* — лазерного излучения; *б* — рассеянного излучения; *в* — света отраженного плоским зеркалом; *г* — рассеянного света при отсутствии пластины *П*. Фотографии получены по методике работы [4]

Здесь плоскость $z = z_0$ перпендикулярна среднему направлению пучка и расположена вблизи пластины со стороны рассеивающей кюветы. Приведем полуколичественные соображения и пользу выполнения (1).

Нетрудно показать, что зависимостью от угла рассеяния θ величины коэффициента усиления и реактивной составляющей нелинейной поляризуемости при изменении θ в экспериментальных пределах $0 \le \pi - \theta \lesssim 3\cdot 10^{-3}$ можно пренебречь. Поэтому распространение волны сигнала $E_s(r_\perp, z) = e^{-ik_s z}\varepsilon_s(r_\perp, z)$ в направлении $(-z)$ можно описывать параболическим уравнением

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} + \frac{i}{2k_s}\Delta_\perp \varepsilon_s + \frac{1}{2} g(r_\perp, z)\,\varepsilon_s = 0, \tag{2}$$

где коэффициент усиления $g(r_\perp, z)$ в силу сказанного выше, определяется просто локальным значением интенсивности поля лазера: $g(r_\perp, z) = A|E_L(r_\perp, z)|^2$. Наиболее существенный пункт рассмотрения состоит в том, что поле лазера $E_L(r_\perp, z) = e^{ik_L z}\varepsilon_L(r_\perp, z)$ удовлетворяет (в пренебрежении членами с усилением) уравнению, комплексно сопряженному к (2),

$$\frac{\partial \varepsilon_L}{\partial z} - \frac{i}{2k_L}\Delta_\perp \varepsilon_L = 0 \tag{3}$$

(можно показать, что малое различие коэффициентов k_L^{-1} и k_s^{-1} при поперечном лапласиане можно не учитывать). Рассмотрим систему функций $f_i(r_\perp, z)$,

Then the orthogonality relation will hold at any section z = const. We choose a function $f_0^*(r_\perp, z)$ that coincides with the laser field: $\varepsilon_L(r_\perp, z) = Bf_0^*(r_\perp, z)$, and the remaining functions $f_i^*(r_\perp, z)$, $i = 1, 2, ...$, are chosen arbitrarily, starting from the orthogonality condition (4). We represent the signal field in the form of an expansion

$$\varepsilon_s(r_\perp, z) = \sum_{i=0}^{\infty} C_i(z) f_i(r_\perp, z), \tag{5}$$

and obtain for the coefficients $C_1(z)$

$$\frac{dC_i(z)}{dz} + \frac{1}{2}\sum_{k=0}^{\infty} g_{ik}(z) C_k(z) = 0, \tag{6}$$

$$g_{ik}(z) = AB^2 \int dr_\perp \left| f_0(r_\perp, z) \right|^2 f_i^*(r_\perp, z) f_k(r_\perp, z). \tag{7}$$

We shall not investigate in detail the properties of the solutions of the system (6)–(7) (this should be the subject of a separate communication), and note only the following. If the diffraction of the laser field leads to appreciable oscillations of the quantity $|f_0(r_\perp, z)|^2$ over the cross section (this is precisely the situation in the experiment), the diagonal coefficient $g_{00}(z)$ which can be arbitrarily called the gain of the zeroth function) exceeds by 2–3 times the gains g_{ii} of the remaining functions and the values of the off-diagonal coefficients $|g_{0i}|$, $|g_{ik}|$, $i, k \neq 0$. It is therefore likely that the amplitude $C_0(z)$ will increase most rapidly, and this will yield the required relation (1).

We note also that if the exciting radiation has an amplitude profile that is constant over the cross section $|f_0(r_\perp, z)|^2$ = const, then there should be no preferred production of the complex-conjugate laser-front by the signal. This agrees qualitatively with the result of the experiment without the etched plate.

The authors thank N.G. Basov for interest in the work and V.I. Kovalev for help with the experiments.

References

1. *T.A. Wiggins, R.W. Wick, and D.H. Rank*. Appl. Opt. 1966. Vol. 5. P. 1069.
2. *T.A. Wiggins, T.T. Saito, L.M. Peterson, and D.H. Rank.* Appl. Opt. 1970. Vol. 9. P. 2177.
3. *V.I. Kovalev, V.I. Popovichev, V.V. Ragulskii, and F.S. Faizullov*. Sov. J. Quantum Electron. 1972. Vol. 2, No. 1. P. 69.
4. *V.V. Ragul'skii and F.S. Faizullov*. Opt. Spektrosk. 1969. Vol. 27. P. 707.

$i = 0,\ 1,\ 2, ...$, удовлетворяющих соотношению ортогональности в сечении $z = z_0$ и тому же уравнению, которое описывает распространение комплексно-сопряженного поля лазера:

$$\int f_i^*(r_\perp, z_0) f_i(r_\perp, z_0) dr_\perp = \delta_{ij}; \qquad \frac{\partial f_i}{\partial z} + \frac{i}{2k}\Delta_\perp f_i = 0. \tag{4}$$

Тогда соотношение ортогональности будет иметь место в любом сечении $z =$ $=$ const. Выберем функцию $f_0^*(r_\perp, z)$ совпадающей с полем лазера: $\varepsilon_L(r_\perp, z) =$ $= Bf_0^*(r_\perp, z)$, а остальные функции $f_i^*(r_\perp, z)$, $i = 1, 2, ...$, выберем произвольно, исходя из условия ортогональности (4). Представляя поле сигнала в виде разложения

$$\varepsilon_s(r_\perp, z) = \sum_{i=0}^{\infty} C_i(z) f_i(r_\perp, z), \tag{5}$$

для коэффициентов $C_i(z)$ получаем

$$\frac{dC_i(z)}{dz} + \frac{1}{2}\sum_{k=0}^{\infty} g_{ik}(z) C_k(z) = 0, \tag{6}$$

$$g_{ik}(z) = AB^2 \int dr_\perp \left|f_0(r_\perp, z)\right|^2 f_i^*(r_\perp, z) f_k(r_\perp, z). \tag{7}$$

Мы не будем подробно исследовать свойства решений системы уравнений (6)–(7) (это должно составить предмет отдельного сообщения), и отметим лишь следующее. В случае, когда дифракция лазерного поля приводит к значительным колебаниям величины $|f_0(r_\perp, z)|^2$ по сечению (а именно такова ситуация в эксперименте), диагональный коэффициент $g_{00}(z)$ (который условно можно назвать коэффициентом усиления нулевой функции) в 2–3 раза превосходит величину коэффициентов усиления $g_{ii}(z)$ для остальных функций и величины недиагональных коэффициентов $|g_{0i}|$, $|g_{ik}|$, $i, k \neq 0$. Поэтому представляется правдоподобным, что амплитуда $C_0(z)$ будет расти наиболее быстро, что и даст требуемое соотношение (1).

Отметим также, что если возбуждающее излучение имеет постоянный по поперечному сечению профиль амплитуды $|f_0(r_\perp, z)|^2 =$ const, то никакого преимущественного воспроизведения сигналом комплексно-сопряженного лазерного фронта не должно происходить. Это качественно согласуется с результатом опыта без травленой пластины.

Авторы благодарны Н.Г. Басову за внимание к работе и В.И. Ковалеву за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1. *T.A. Wiggins, R.W. Wick, and D.H. Rank*. Appl. Opt. 1966. Vol. 5. P. 1069.
2. *T.A. Wiggins, T.T. Saito, L.M. Peterson, and D.H. Rank.* Appl. Opt. 1970. Vol. 9. P. 2177.
3. *В.И. Ковалев, В.И. Поповичев, В.В. Рагульский, Ф.С. Файзуллов.* Сб. Квантовая электроника. 1972. Вып. 7. С. 80.
4. *В.В. Рагульский, Ф.С. Файзуллов*. Оптика и спектроскопия. 1969. Т. 27. С. 707.

Joint project of journals
Quantum Electronics and *Proceedings of GPI*

Beginning of the Laser Era in the USSR
(Collected Papers)

Scientific Editors
A.S. Semenov and T.B. Volyak

Camera-ready copy produced at the Computer Data Processing Laboratory,
A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences

Book of collected papers designed by
T.B. Volyak

Computer-aided makeup and figures produced by
E.V. Pakhomova, E.G. Ivleva, and L.I. Aleksandrova

Printed by Gelvetika-M, Ltd

Совместный проект российских журналов
«Квантовая электроника» и «Труды ИОФАН»

«Начало лазерной эры в СССР»
Сборник статей

Научные редакторы:
А.С. Семёнов и Т.Б. Воляк

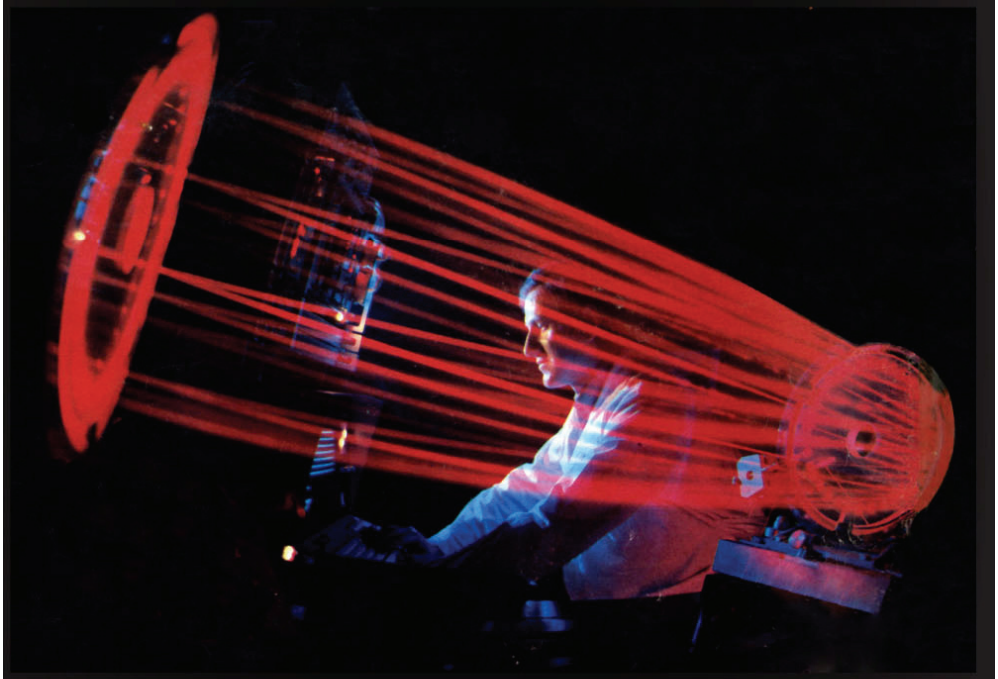
Оригинал-макет подготовлен
в лаборатории компьютерной обработки информации ИОФ РАН

Дизайн сборника
Т.Б. Воляк

Компьютерная верстка и изготовление рисунков:
Е.В. Пахомова, Е.Г. Ивлева, Л.И. Александрова

Отпечатано в ООО «Гельветика-М»

Beginning of the Laser Era in the USSR



LPI

2010