

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

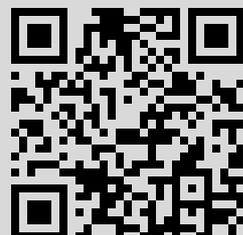
П. Г. Елисеев, Н. Г. Басов и ранние работы по полупроводниковым лазерам в ФИАНе, *Квантовая электроника*, 2012, том 42, номер 12, 1073–1080

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 85.143.113.49

9 декабря 2022 г., 16:07:42



# Н.Г.Басов и ранние работы по полупроводниковым лазерам в ФИАНе

П.Г.Елисеев

*Представлен обзор работ, посвященных созданию и исследованию полупроводниковых лазеров в период 1957–1977 гг. в ФИАНе. Многие работы в этом направлении были инициированы Н.Г.Басовым, начиная с «долазерных» времен, когда Н.Г.Басов и его сотрудники сформулировали принципиальные условия создания лазеров на межзонных переходах в полупроводниках. Главными направлениями дальнейших работ были диодные лазеры на основе различных материалов и структур, их мощностные характеристики, быстродействие и надежность.*

*Ключевые слова:* Н.Г.Басов, полупроводниковые лазеры, гетероструктуры, мощность излучения, динамика излучения.

## 1. Введение

Среди выдающихся научных достижений Н.Г.Басова полупроводниковые лазеры занимают особое место. После серии приоритетных работ в соавторстве с А.М.Прохоровым по молекулярным генераторам в 1950-е годы, Н.Г.Басов обратился к проблеме использования принципов квантовой радиофизики в оптическом диапазоне. Как известно, первый лазер был создан в 1960 г. на кристалле рубина. Но еще в «долазерные» времена, в 1958 г., Н.Г.Басов развивал идею о генерации путем использования вынужденных переходов в оптическом диапазоне. В частности в [1] обсуждалась возможность лазерного использования полупроводников. Вначале речь шла о накачке с помощью обратимого электронного пробоя, при котором за счет ударной ионизации примесных центров создается избыточная концентрация носителей. Такой способ накачки был реализован несколько позднее (как и оптическая накачка и накачка пучком быстрых электронов). Однако наиболее привлекательной была идея накачки за счет инжекции при прямом смещении р–п-перехода. Здесь можно было рассчитывать не только на простоту и компактность устройства, но и на его высокие эффективность и быстродействие.

В 1961 г. Н.Г.Басов, О.Н.Крохин и Ю.М.Попов опубликовали короткую статью [2] – фактически проект диодного (инжекционного) лазера, в которой объяснялись условия инверсии населенности для межзонных переходов в терминах квазиуровней Ферми. Ниже эта работа будет рассмотрена подробнее.

Н.Г.Басов был энтузиастом в этой сфере лазерной физики и техники. Во-первых, он предвидел возможность широкого практического применения полупроводниковых лазеров, о чем говорил в беседах со своими учениками и коллегами. Его Нобелевская лекция (1964 г.) была посвящена именно полупроводниковым лазерам и пер-

спективам их применения. Привлекательными свойствами этих лазеров он считал высокий КПД преобразования электрической энергии в когерентное излучение, быстродействие, совместимость с микроэлектронными устройствами и, конечно, компактность и простоту систем накачки.

Для развития научно-технологической базы в области полупроводниковых лазеров Н.Г.Басов организовал Отдел полупроводниковых лазеров при ФИАНе, а также инициировал и возглавил ряд научно-технических проектов, в частности по теме «ПКГ» (полупроводниковые квантовые генераторы). По этой теме было принято правительственное постановление, согласно которому ФИАН являлся головной организацией в научных исследованиях. В ходе выполнения программы «ПКГ» были проведены технологические разработки по диодным лазерам (ДЛ) первого поколения, по лазерам с электронной и оптической накачкой, по исследованию быстродействия и генерации ультракоротких лазерных импульсов. Благодаря применению эпитаксиальных технологий в ФИАНе были созданы лазерные диоды высокой мощности, которые получили применение в научных исследованиях как источники оптической накачки (в частности в исследованиях электронно-дырочных капель). Импульсные мощности ДЛ при охлаждении жидким азотом составляли 50–100 Вт (КПД до 25%), а в непрерывном режиме достигались мощности порядка 5 Вт. При комнатной температуре в импульсном режиме было достигнуто снижение порога генерации со 100 до ~20 кА/см<sup>2</sup>. Фактически по программе «ПКГ» были реализованы предельные возможности ДЛ первого поколения (лазеров на гомопереходах).

## 2. Пятидесятилетие полупроводниковых лазеров

В 2012 г. научная общественность отметила 50-летний юбилей полупроводниковых лазеров. Первые демонстрации лазерного эффекта в полупроводниках были осуществлены в 1962 г. в нескольких лабораториях, работавших с сильнолегированными диодами на основе GaAs [3–6]. Первые лазеры этого типа в Союзе были запущены

в ФИАНе [7] и несколько позже – на кафедре полупроводников физфака МГУ [8].

Учитывая важное значение полупроводниковых лазеров, в особенности ДЛ, в современной науке и технике, можно определенно сказать, что 50 лет назад произошел прорыв в новую область практического применения полупроводников и исторический перелом в отношении к оптическим свойствам полупроводников. Если раньше признавалось преимущество полупроводников только как фотоприемников, то теперь они оказались наиболее эффективными источниками когерентного излучения! Помимо высокого КПД, свойственного ДЛ, повышенный интерес привлекали их прочие технические достоинства. В частности речь шла о быстродействии ДЛ, об их исключительной компактности, пригодности для миниатюризации и микроминиатюризации оптического устройства, о низковольтности электропитания и совместности ДЛ с микросхемами.

Эти и другие свойства действительно сыграли свою роль в том, что со временем ДЛ стали самым распространенным типом лазера, без преувеличения – «лазером в каждом доме». Они используются в дисковой оптической памяти, включая плееры, в принтерах, в различных системах связи, в сигнализации, дальнометрии, автоматизации, в системах подсветки, целеуказания и оптической накачки.

### 3. Ранние теоретические исследования

Из ранних реализовавшихся идей следует упомянуть предложение использовать в качестве резонатора лазера его собственный полупроводниковый кристалл с зеркальными гранями [9]: этот подход используется в миллиардах ДЛ, произведенных промышленностью. Статья [1] была зарегистрирована как авторская заявка в 1958 г. В этой работе теоретически рассмотрена возможность применения электрической накачки путем обратимого лавинного пробоя или других вариантов электрического разряда, не причиняющего повреждений полупроводниковому кристаллу. Лазеры с накачкой электрическим разрядом были реализованы несколько позднее.

Наиболее важным вкладом оказалась работа Н.Г.Басова, О.Н.Крохина и Ю.М.Попова [2], где рассмотрена возможность электрической накачки путем инжекции через р–п-переход. Фактически это был «рецепт» создания инжекционного ДЛ. Остановимся на результатах этой работы более подробно.

1. Условие получения инверсной населенности для межзонных переходов было впервые сформулировано в терминах квазиуровней Ферми, что вполне применимо к системам, близким к состоянию квазиравновесия. Такое состояние возникает, когда внутризонная релаксация носителей заряда происходит достаточно быстро по сравнению с межзонными переходами, и внутри зон населенность по энергии практически соответствует распределению Ферми–Дирака. Тогда для описания и расчета населенностей в обеих зонах можно использовать квазиуровни Ферми. В современной терминологии энергетическая разность между электронным и дырочным квазиуровнями должна превышать ширину запрещенной зоны  $E_g$ . Это неравенство является условием инверсной населенности для межзонных переходов, или, как это формулировали в 1960-е годы, условием «отрицательной температуры».

Условие инверсии было записано в виде

$$\mu_e + \mu_h > E_g, \quad (1)$$

где  $\mu_e, \mu_h$  – квазиуровни Ферми для электронов и дырок соответственно, отсчитываемые в противоположные стороны на энергетической диаграмме от общего начала шкалы, например от середины запрещенной зоны.

2. Инжекция через р–п-переход при прямом смещении является эффективным способом создания высоких концентраций избыточных носителей. Однако эти концентрации лимитированы сверху вследствие ограниченности контактной разности потенциалов  $V_c$ . С другой стороны, чем сильнее легированы области, прилегающие к р–п-переходу, тем больше  $V_c$ . Для получения инверсной населенности было предложено использовать вырожденные полупроводники (по крайней мере, с одной из сторон р–п-перехода). Если  $eV_c$  превышает  $E_g$ , то по мере того, как приложенное прямое смещение приближается к  $V_c$ , появляется возможность создания инверсной населенности. (В принципе, при очень большом прямом токе можно получить смещение, превышающее  $V_c$ , но эта теоретическая возможность не имеет практического значения.) Главный смысл теоретического предложения состоит в том, что в случае вырожденного полупроводника напряжение, приложенное к р–п-переходу, больше  $E_g/e$ . Следовательно, в области инжекции квазиуровни Ферми могут разойтись на расстояние, по энергии превышающее  $E_g$ . В работе [2] желательное состояние называлось состоянием с «отрицательной температурой» (в соответствии с терминологией, использовавшейся в мазерной технике). Термин означает инверсную населенность, при которой верхний уровень населен больше, чем нижний. Если применять статистику Гиббса, то описание такого состояния требует придания температуре отрицательного значения. Ясно, что речь идет о существенно неравновесной населенности, причем состояние инверсии (или «отрицательной температуры») относится к ограниченному числу рабочих уровней, обеспечивающих желательные оптические переходы. Можно говорить об инверсии относительно определенных спектральных линий (полос).

3. Другое важное предложение работы [2] состояло в использовании р–п-перехода между полупроводниками с разной шириной запрещенной зоны, т. е., по современной терминологии, гетероперехода, для снижения порога генерации. В таком переходе также можно осуществлять инверсию путем инжекции (преимущественно – однонаправленную, из широкозонного полупроводника, «эмиттера», в узкозонный полупроводник). Скачок ширины запрещенной зоны в гетеропереходе в принципе играет ту же роль, что и энергия вырождения в сильнолегированном переходе, а именно: он позволяет увеличить контактную разность потенциалов, и, следовательно, облегчить достижение условия инверсии. Принципиальное значение имело изобретение так называемых двойных гетероструктур (ДГС), предложенных в патентной заявке Ж.И.Алферова и Р.Ф.Казаринова [10]. В простейшем варианте ДГС содержит узкозонный активный слой, помещенный между двумя широкозонными эмиттерными слоями п- и р-типа. Более совершенные гетероструктуры, широко используемые в производстве, содержат несколько гетеропереходов. В частности гетероструктуры с так называемым раздельным ограничением (ДГС–РО) содержат волновод, обеспечивающий так называемое опти-

ческое ограничение (или удержание электромагнитного поля) и более тонкий активный слой (или несколько слоев), например квантовые ямы, обеспечивающие электронное ограничение.

4. Поскольку лазерный режим, т.е. режим интенсивной вынужденной рекомбинации, влияет на протекание тока через диод, было предложено [2] использовать простые электрические измерения для обнаружения и исследования генерации. Речь идет об электрической диагностике лазеров и лазерных усилителей. На пороге генерации рост усиления прекращается, поскольку в стационарном режиме усиление должно компенсировать потери, но не более того. Как следствие, останавливается рост напряжения на р–п-переходе, и на вольт-амперной характеристике диода появляется излом [11]. Еще больше информации дает исследование дифференциальных характеристик. Помимо этого в усилителях на основе ДЛ можно наблюдать электрический фотоответ диода на проходящий оптический сигнал (иногда называемый оптоэлектронным сигналом). Этот эффект, описанный в [12], возникает как следствие вынужденного излучения (без потери оптического сигнала). Он является противоположным обычному внутреннему фотоэффекту, обусловленному оптическим поглощением (с исчезновением оптического сигнала), и, следовательно, имеет противоположную полярность. Так, прохождение усиливаемого импульса через усилитель сопровождается не повышением, а снижением напряжения на диоде.

Таким образом, в статье [2], помимо «рецепта» изготовления лазера, были предсказаны важные физические факторы, определяющие его работу. Но потребовался еще год, чтобы лазер был осуществлен.

Здесь уместно напомнить о некоторых аспектах приоритета в формулировке лазерных условий в полупроводнике. Дело в том, что параллельно с работами в ФИАНе отличную работу выполнили М.Бернар и Ж.Дюраффур [13] в парижской Эколь Политекник. Эта работа цитировалась на Западе гораздо чаще, чем [2], ввиду ее большей языковой доступности, а также потому, что в ней выведено условие инверсии

$$F_n - F_p > h\nu, \quad (2)$$

где  $F_n$  и  $F_p$  – квазиуровни электронов и дырок соответственно, отсчитываемые в одну сторону;  $h\nu$  – энергия фотона рабочего перехода. В применении к межзонным переходам это условие идентично условию (1). Однако работа Бернара и Дюраффюра была послана в редакцию «Physica Status Solidi» в сентябре 1961 г. и опубликована в последнем выпуске этого журнала, т.е. в декабре 1961 г. Сравнение с датами статьи [2] говорит в пользу приоритета Басова и др., – их статья поступила в редакцию «ЖЭТФ» 18 апреля 1961 г. и появилась в июньском номере журнала.

В недавней статье М.Бернара [14], посвященной истории «лазерных условий в полупроводнике», упоминается, что Бернар и Дюраффур потеряли два месяца в 1961 г. из-за отказа редакции «Physical Review Letters» (время поступления статьи в редакцию этого журнала – июль 1961 г.). Таким образом, статья Басова и др. поступила в редакцию «ЖЭТФ» на три месяца раньше и была опубликована еще до того, как Бернар и Дюраффур обратились в редакцию «PRL», и за три месяца до того, как они обратились в редакцию «Physica Status Solidi». К сожалению, в

статье М.Бернара [14] представлена неполная история «лазерных условий в полупроводниках», поскольку работа Басова и др. [2] в ней даже не упоминается.

#### 4. Ранние экспериментальные работы в ФИАНе

Упомяну вначале об инициативных поисковых работах в «долазерные» времена, которые фокусировались на диодах из антимонида индия (диодный лазер на InSb был создан позже [15]). Было обнаружено явление шнурования тока в этих диодах, что препятствовало равномерной накачке активной области.

Как уже отмечалось выше, работы по исследованию и усовершенствованию ДЛ проводились по правительственному постановлению по теме «ПКГ», обязывающему ФИАН проводить как теоретические, так и экспериментальные исследования ДЛ; разработка полупроводниковых материалов поручалась Государственному исследовательскому институту редких металлов (ГИРЕДМЕТ) и связанным с ним заводам. Речь шла о поставках в электронную промышленность и в академические институты не только исходных материалов типа особо чистых галлия, индия, мышьяка и др., но и монокристаллических лазерных материалов (арсениды и антимониды галлия, индия и др.). Со временем в ГИРЕДМете были успешно освоены эпитаксиальные технологии изготовления лазерных материалов смешанного состава (твердые растворы, включая многокомпонентные составы). Сотрудничество с ГИРЕДМЕТОм имело исключительно важное значение для целого цикла работ в ФИАНе по лазерам на основе различных материалов, в первую очередь соединений и твердых растворов типа  $A^3B^5$ . Требовалось установить пригодность отечественных полупроводниковых материалов к использованию в новых приборах квантовой электроники (лазерах и лазерных усилителях), а также исследовать предельные возможности лазеров (мощность излучения, КПД, быстродействие и т.д.).

В проект «ПКГ» входили также работы по другим (неинжекционным) способам накачки, из которых наибольший интерес представляли накачка пучком быстрых электронов и оптическая накачка. Теорию электронной накачки разработал Ю.М.Попов, и ее результаты стали основой его докторской диссертации. Были рассмотрены вопросы кинетики быстрых электронов в полупроводнике и их лавинного размножения. Электронная накачка требовала создания компактной аппаратуры, включая электронные пушки и устройства ускорения электронов до умеренных (100–150 кэВ) энергий. Ограничение ускорительного напряжения обусловлено природой взаимодействия электронов с полупроводниковыми кристаллами. Бомбардировка быстрыми электронами приводит к появлению вторичных электронов. В результате многократных актов внутренней ионизации полупроводника электроны высоких энергий термализуются и порождают неравновесную электронно-дырочную плазму, что и служит механизмом накачки в лазере. С ростом энергии падающих электронов растет вероятность дефектообразования в кристалле, в частности пар вакансия–междоузельный атом. Поскольку дефекты решетки обычно являются центрами безызлучательной рекомбинации или ловушками для электронов или дырок, их образование крайне нежелательно. Правила передачи энергии от лег-

ких частиц (электронов) к атомам кристалла устанавливают порог дефектообразования. Таким образом, имеется оптимальный интервал энергий, при которых накачка производит избыточные электронно-дырочные пары, но не повреждает кристалл. Верхний предел для GaAs составляет ~200 кэВ. (Проблемы и успехи в области электронной накачки описаны в книге О.В.Богданкевича и др. «Полупроводниковые лазеры» (М.: Наука, 1976)).

При оптической накачке полупроводников требуется довольно высокая интенсивность излучения, вследствие чего в качестве источника накачки фактически приходится использовать другой лазер. В настоящее время одним из наиболее массовых применений лазерных диодов является диодная накачка других лазеров. Оказалось, что благодаря сравнительно высокому КПД и узкополосности спектра ДЛ гораздо более эффективны в качестве источника накачки, чем традиционные разрядные лампы. Преимущества диодной накачки обусловлены возможностью не только повысить КПД системы, но и улучшить когерентность излучения или повысить пиковую мощность путем накопления энергии в более инерционном активном элементе. На этой основе выросла целая индустрия систем диодной накачки твердотельных, волоконных и газовых лазеров. Наряду с этим оптическая накачка полупроводников стала полезным бесконтактным способом испытания материалов и структур для определения их люминесцентных и лазерных свойств. Один из первых примеров диодной накачки был продемонстрирован в 1967 г. в ФИАНе. Это был InP-лазер с накачкой от ДЛ на основе GaAs [16]. Поскольку в большинстве случаев высокие мощности и КПД реализуются при многомодовом излучении ДЛ, диодная накачка позволяла улучшить когерентные свойства излучения на выходе, если накачиваемый активный элемент мог работать в одномодовом или одночастотном режиме. В этом случае можно говорить о суммировании мощности с низкой когерентностью ради получения высококогерентного излучения. Диодная накачка твердотельных лазеров, включая лазеры на активных волоконных световодах, позволяет повысить пиковую мощность за счет накопления энергии накачки на возбужденных ионах. В дальнейшем это открыло путь для успешного применения ДЛ в лазерной технологии.

## 5. Новые материалы и структуры

Основные этапы освоения полупроводниковых материалов для лазеров заключались, во-первых, в создании ДЛ на различные длины волн (в рамках разработки первого поколения диодных структур – гомопереходов, 1963–1968 гг.), во-вторых, в переходе к гетероструктурам на основе системы AlGaAs/GaAs (1969–1973 гг.) и, в-третьих, в переходе к более широкому классу новых гетероструктур с применением многокомпонентных твердых растворов (1973–1988 гг.). Эволюция пороговой плотности тока при комнатной температуре выглядит следующим образом. В ДЛ первого поколения (диффузионные гомоструктуры) генерация достигалась в импульсном режиме при токе плотностью более 100 кА/см<sup>2</sup>, но использование эпитаксиальной технологии и оптимального легирования позволило довести порог до 20 кА/см<sup>2</sup>. В односторонних гетероструктурах AlGaAs-pGaAs-nGaAs порог удалось снизить до 7–9 кА/см<sup>2</sup>. Эти результаты были получены в ФИАНе в сотрудничестве с ГИРЕДМЕТОм к

1969 г. Порог ДЛ на двойной гетероструктуре AlGaAs-GaAs-AlGaAs был снижен до 1 кА/см<sup>2</sup>, что уже оказалось достаточным для получения непрерывного режима при 300 К [17, 18]. Непрерывный режим генерации при комнатной температуре был получен в ФИАНе в 1970 г. [19] вскоре после работ в ЛФТИ [20] и в лаборатории Белла в США [21]. Эти работы вызвали взрыв интереса к практическим применениям ДЛ. В ФИАНе удалось провести фактически первые обстоятельные исследования непрерывных ДЛ, работающих в диапазоне длин волн 850–880 нм [18, 19].

Однако здесь возникла серьезная трудность – сравнительно быстрое старение (деградация) ДЛ, ограничивающее ресурс работы в непрерывном режиме. Первые непрерывные лазеры деградировали на глазах, за время снятия обычных характеристик. Чтобы преодолеть неизвестные ранее процессы деградации, нужно было их изучить. Разумеется, в промышленности при серийном производстве хотя бы экспериментальных образцов было бы легче поставить стендовые испытания массивов образцов и выявить решающие факторы. Тем не менее потребовалось наше участие в этих работах. Большинство исследований проводилось совместно с предприятиями электронной промышленности в Москве и в Саратове. Важными результатами таких работ стали теоретическое моделирование быстрой деградации, обнаружение фактора механических напряжений, поверхностных процессов оптического «самоуничтожения» и постепенной деградации. Впервые были получены систематические данные о критической интенсивности, при которой наблюдается катастрофическое оптическое повреждение торцевых зеркал. Эта интенсивность снижалась с увеличением длительности импульса накачки как обратный квадратный корень из длительности импульса [22]. Данное наблюдение свидетельствовало о тепловой природе механизма повреждения и находилось в согласии с моделью теплового микровзрыва, представленной в той же работе. Только в 1979 г. мы смогли достичь безотказной наработки ДЛ в непрерывном режиме на уровне 10 тыс. часов [23]. Это означало возможность массового практического использования ДЛ в телекоммуникации, дисковых системах, автоматике, оптической накачке, в принтерах и других приборах.

Другой аспект разработок состоял в создании ДЛ на основе новых материалов и новых гетероструктур. Еще на первом этапе в ФИАНе были запущены криогенные ДЛ на GaAsP, InGaAs, InP, InAsP [24, 25], InAsSb, InSb [15]. Эти ДЛ перекрывали диапазон длин волн от 640 до 5200 нм. Следующим этапом стала успешная разработка изопериодических многокомпонентных систем твердых растворов, пригодных для создания бездефектных лазерных гетероструктур. Потребность в таких материалах была обусловлена необходимостью создания лазерных приборов на новые спектральные диапазоны за пределами участка, перекрытого гетероструктурами AlGaAs/GaAs (700–880 нм). В других гетеросистемах отсутствовали бинарные соединения, обладающие близкими или равными периодами решетки. Принцип изопериодического замещения компонент состоял в следующем. Если перейти к четверным и прочим многокомпонентным системам, то путем дозированного замещения компонентов можно составить пары с равными периодами решетки (изопериодические пары), где используется взаимная компенсация влияния компонентов на период решетки. Например,

если взять за исходный материал фосфид индия (InP), то частичное замещение индия галлием приведет к уменьшению периода решетки, поскольку атомы галлия имеют меньший ковалентный радиус, чем атомы индия. Одновременно нужно провести замещение части атомов фосфора мышьяком, что соответствует увеличению периода, поскольку ковалентный радиус мышьяка больше, чем у фосфора. Чтобы скомпенсировать влияние обоих компонентов, содержание мышьяка должно быть примерно в 2.2 раза больше, чем содержание галлия. Соблюдение этого правила дает возможность получить изопериодическое семейство составов  $\text{InGaAsP}$ , каждый из которых бездефектно стыкуется с InP, а также друг с другом. При этом ширина запрещенной зоны четверного раствора изменяется в интервале 1.32–0.74 эВ. Осуществление подобных изопериодических систем предполагает возможность получения твердых растворов во всем диапазоне составов. Этому может помешать известное явление несовместимости, или нестабильности, смеси. Технологичность системы зависит также от летучести и химической агрессивности компонент. Кроме того, должен быть установлен тип зонной структуры новых составов. Для лазеров необходим прямозонный тип структуры, тогда как многие полупроводники (Ge, Si, GaP) и твердые растворы относятся к непрямозонному типу. Таким образом, помимо расчета изопериодических систем, требуется разработка соответствующей технологии приготовления и исследования их основных свойств.

Система  $\text{InGaAsP/InP}$  была разработана в сотрудничестве ФИАНа и ГИРЕДМЕТА, и в 1974 г. были созданы первые гетеролазеры (на двойной гетероструктуре) [26]. Этот результат открыл путь к лазерам на практически важных длинах волн в диапазоне 950–1680 нм, включая оптимальные «окна» волоконно-оптической связи на 1300 и 1550 нм. Так были созданы «коммуникационные» лазеры, обеспечивающие и поныне дальнюю кабельную связь.

Тот же принцип изопериодического замещения в дальнейшем применялся к другим гетеросистемам, в том числе к системам  $\text{InGaAsSb/GaSb}$  [27] и  $\text{PbSnTeSe/PbSe}$  [28]. ДЛ на основе  $\text{InGaAsSb/GaSb}$  перекрывали диапазон длин волн 1750–2300 нм, в котором имеются длины волн, безопасные для сетчатки глаз вследствие сильного поглощения в воде.

В связи с широким использованием ДЛ в оптических системах связи следует обратить внимание на работу [29], проведенную по заказу и при содействии Института дальней связи Министерства радиопромышленности. Для современных многоканальных систем спектральное уплотнение каналов является стандартным приемом. Но для 1969 года, когда эта работа была представлена на международной конференции CLEA в Вашингтоне (США), демонстрация примера спектрального уплотнения была новацией, несмотря на сравнительную простоту подхода и малое число каналов (четыре). В работе [29] были использованы ДЛ на основе различных полупроводниковых материалов, излучающие на разных длинах волн в диапазоне 750–950 нм. Лазерные пучки сводились в один, направляемый в линзовую систему дистанционной связи на полигоне Института дальней связи. Таким образом, оптическая связь на полупроводниковых лазерах была осуществлена еще в «доволоконные» времена, когда световодные кабели с низкими потерями были недоступны. Тогда же были представлены результаты сужения спек-

тров излучения ДЛ с помощью составных резонаторов. В дальнейшем в ФИАНе систематически проводились разработки «коммуникационных» ДЛ и модулей на их основе. Передающий модуль на 1300 нм с волоконно-оптическим выводом для применения в системах связи был разработан совместно с Институтом оптики и спектроскопии АН ГДР и удостоен Золотой медали на Международной Лейпцигской ярмарке в 1986 г.

## 6. Исследование быстродействия и генерации ультракоротких импульсов

Интерес к миниатюрным полупроводниковым лазерам был обусловлен и тем, что эти лазеры характеризуются высоким быстродействием (в частности, по сравнению с микроэлектронными приборами того же времени). Н.Г.Басов предвидел развитие фотоники на основе ДЛ и интегральных схем с использованием ДЛ в качестве их активных элементов. Во-первых, он обоснованно считал, что поскольку фотоны распространяются быстрее, чем электроны, предельные ограничения быстродействия в приборах фотоники должны быть выше, чем в приборах микроэлектроники. Естественно, для сокращения инерционности схем на ДЛ и размер диодов, и расстояние между ними следовало свести к минимуму. Во-вторых, из ДЛ и усилителей на их основе можно было составить переключаемые устройства, управляющие потоками фотонов. Н.Г.Басов ставил задачу создания лазерных логических элементов, которые могли бы стать приборной базой для оптического компьютера. Были начаты также работы по генерации ультракоротких оптических импульсов. Этим работам способствовало наличие электронно-оптических регистраторов – приборов, преобразующих ИК излучение в видимое и обеспечивающих сверхбыструю развертку с временным разрешением до  $10^{-11}$  с. Использование таких приборов существенно облегчило и ускорило экспериментальные исследования быстрых процессов в ДЛ. Одно из первых важных наблюдений ДЛ на GaAs состояло в том, что в ДЛ первого поколения генерация очень часто носила характер самопроизвольных пульсаций с периодичностью в наносекундном диапазоне. Управляемый процесс пульсирующей генерации был получен в двухсекционных ДЛ, называвшихся в то время «разрезными» диодами [30].

Теория динамики лазерного излучения таких ДЛ была представлена в работе [31]. Обычный подход к реализации пассивной модуляции добротности в лазерах состоит в том, что комбинируются две среды с различными оптическими параметрами на частоте рабочего перехода, а именно активная среда (например, стержень неодимового стекла) и раствор красителя с насыщающимся поглощением (во внутррезонаторной кювете). В случае двухсекционного ДЛ создаются условия для неоднородной накачки, и роль насыщающегося поглотителя исполняет та же среда, что и в активной секции, но при меньшей накачке. Необходимое различие параметров между секциями возникает за счет нелинейной зависимости оптического усиления (на частоте рабочего перехода) от концентрации избыточных носителей. В результате при подборе режима накачки обеих секций может быть достигнут режим модуляции добротности, соответствующий генерации периодических оптических импульсов субнаносекундной длительности. При добавлении внешнего зеркала может быть получен режим синхронизации мод с пери-

одичностью ультракоротких импульсов, задаваемой пролетным временем внешнего резонатора [32]. В работе [33] были изучены режимы усиления и гашения излучения в системе двух ДЛ, оптически связанных через микроскопический зазор, полученный скалыванием по спайности.

Здесь целесообразно упомянуть еще об одном исследовании, связанном с инициативой Н.Г.Басова. Речь идет о нелинейном усилении световых импульсов [34]. В этой работе наблюдалось и было теоретически интерпретировано явление, которое теперь называют сверхсветовым распространением. Оптический импульс в усиливающей среде потребляет накопленную инверсию, что сопровождается ростом энергии импульса, а также обеднением энергии среды. Поэтому фронт импульса усиливается больше, чем его срез, и «центр тяжести» импульса смещается вперед, по направлению распространения. В настоящее время из подобного рода наблюдений на различных средах (усиливающих или поглощающих) возникло целое направление, а именно исследования явлений быстрого или замедленного света. Работа [34] оказалась пионерской в этом направлении. В ее экспериментальной части использовались лазер и усилитель на рубине. Измерялось время прохождения импульса длительностью 16 нс через усилительный стержень длиной 24 см по вершине импульса, как это требуется для определения групповой скорости света. При достаточно высокой входной плотности энергии импульса ( $\sim 4$  Дж/см<sup>2</sup>) был зарегистрирован парадоксальный для того времени результат – скорость распространения импульса оказалась в 6–9 раз выше скорости света  $c$  в вакууме! Почти через 40 лет после этих исследований сверхсветовые явления стали наблюдать и в полупроводниковых оптических усилителях.

## 7. Новые конфигурации резонатора полупроводниковых лазеров

Идея использовать полупроводниковый чип в качестве резонатора лазера за счет высокого коэффициента преломления материала (в GaAs это 32%) была высказана еще в 1960 г. [9]. Она и теперь используется в миллионах лазерных изделий по всему миру. Учитывая, что на межзонных переходах достигается огромное оптическое усиление (до  $10^4$  см<sup>-1</sup>), условие самовозбуждения генератора при отражениях от естественных поверхностей выполняется очень легко. Резонатор Фабри–Перо несложно получить путем скалывания по спайности кристаллов [35]. Иногда для уменьшения обратной связи, в частности для получения режима усиления бегущей волны, требуется модификация коэффициента отражения путем нанесения диэлектрических покрытий. Широкое применение получила также оптимизация коэффициентов отражения для увеличения КПД однонаправленного излучения (глухое зеркало на тыльной грани диода и пониженное отражение на фронтальной грани).

Исследования новых конфигураций резонатора начались по инициативе Н.Г.Басова вскоре после запуска первых ДЛ. Задача состояла в том, чтобы улучшить селекцию мод при повышении мощности излучения. Уже в работе [36] были сообщены результаты по лазерам с так называемым излучающим зеркалом. Речь идет об увеличении активного объема с применением варианта, известного теперь как конфигурация surface-emitting. Этот вариант соответствовал продольной накачке (электронным или лазерным пучком) и позволял использовать для по-

вышения угловой селекции внешнее зеркало. В настоящее время этому варианту соответствуют лазеры типа VECSEL (поверхностно-излучающий лазер с вертикальным внешним резонатором). Эти резонаторы оптимизируются для работы с повышенной мощностью. В данном направлении работ был обнаружен поперечный сброс инверсии и предложены варианты его устранения.

Для улучшения селекции мод в ДЛ были разработаны составные резонаторы [37–40], а также дисперсионные внешние резонаторы (с использованием дифракционных решеток или голографических отражателей). В работе [41] впервые сообщалось о спектральной перестройке ДЛ с помощью внешнего резонатора. С применением двух дифракционных решеток во внешнем резонаторе были получены «двухмодовые» режимы, изучение которых позволило обнаружить нелинейное асимметричное взаимодействие мод в ДЛ [42, 43]. С появлением структур с распределенной обратной связью (РОС) были проведены опыты с первыми РОС-лазерами на основе четверного состава InGaAsP [44].

В цикле работ по ДЛ с внешним резонатором были испытаны различные варианты контроля модового состава и спектральной перестройки с использованием внешнего резонатора с интерферометром Фабри–Перо [45], с интерферометром Майкельсона [46], с неустойчивым резонатором [47], с кольцевым резонатором [29], а также проведены опыты по спектрально-согласованной модуляции ДЛ и по взаимному гетеродинамированию двух одномодовых ДЛ [48]. Эти эксперименты оказались весьма полезными в исследованиях по нелинейной оптике ДЛ.

При разработке волноводной теории ДЛ на гомо- и гетероструктурах [49] возник вопрос об оптимизации толщины активной области. Было показано, что ультратонкие структуры имеют определенное преимущество в снижении порогового тока и повышении КПД. В зависимости от характеристики усиления оптимальная толщина активного слоя может быть формально близка к нулю, хотя практически достаточно уменьшить ее толщину примерно до 10–20 нм (в случае двойных гетероструктур). Фактически этот результат на много лет предвосхитил переход к ультратонким и квантоворазмерным структурам.

## 8. Нелинейные явления в полупроводниковых лазерах

Насыщение усиления – одно из первых явлений, проявляющихся в ДЛ, которые стало сравнительно легко исследовать, как только были созданы ДЛ, работающие в непрерывном режиме (вначале при криогенных температурах, а с 1970 г. – при комнатной температуре). Выше уже упоминалось о наблюдении насыщения напряжения, приложенного к р–n-переходу выше порога генерации в ДЛ [50]. В лазерах непрерывного действия измерения велись на постоянном токе накачки, и это обеспечивало их более высокую точность. Поскольку в ДЛ очень легко возникала многомодовая генерация, складывалось мнение, что спектральная полоса краевого (межзонного и близкого к нему) излучения является неоднородно уширенной, однако насыщение напряжения подтвердило преобладание однородного уширения. Что касается многомодового излучения, то оно связано, по крайней мере при малом превышении порога, с пространственной неоднородностью и с возбуждением самоподдерживающихся

пульсаций излучения в субнаносекундном диапазоне. Как было замечено ранее, в полупроводниках показатель преломления чувствителен к концентрации носителей (а также к перераспределению носителей по энергии, связанному с так называемым спектральным выжиганием инверсии). В режиме генерации концентрация носителей обычно довольно велика ( $10^{17}$ – $10^{19}$  см<sup>-3</sup>). Ее вариации приводят к вариациям показателя преломления, т.е. к разнообразным явлениям, включающим оптическую нелинейность активной среды. К ним относятся самофокусировочная неустойчивость, антиволноводный эффект, частотная автомодуляция (чирпинг), бистабильные режимы, взаимодействие мод, явления медленного или быстрого (сверхсветового) распространения света.

Наиболее важной в этом направлении была работа по обнаружению и теоретической интерпретации нелинейного взаимодействия мод [42], с которым связаны такие явления, как спектральная асимметрия нелинейной компоненты усиления, многоволновое смещение, замедление и ускорение света, расщепление в спектре межмодовых биений. Именно в этой работе был введен фактор амплитудно-фазовой связи, который играет важную роль в расчете ширины линии лазерного излучения ДЛ. Важным следствием нелинейного взаимодействия мод является автостабилизация одночастотного режима полупроводникового лазера. Обзор изученных нелинейных явлений, обусловленных влиянием носителей на рефракцию, был дан в работе [51].

## 9. Новые типы полупроводниковых лазеров

К настоящему времени и отдельные ДЛ, и устройства на их основе являются хорошо разработанным товаром. Масштабы производства ДЛ удивительны, как и его рекордные темпы роста, достигавшиеся в лучшие годы высокотехнологичного бизнеса. Современные устройства диодной накачки могут включать миллионы однотипных ДЛ, плотно упакованных в блоки с интенсивным водяным охлаждением. Это – развитие одного из проектов Н.Г.Басова: применить диодную накачку в системе лазерного поджига управляемого термоядерного синтеза.

Большой объем проведенных научных работ позволил существенно расширить ассортимент лазеров на полупроводниках помимо классических инжекционных ДЛ. В табл.1 перечислены известные типы лазеров с предлагаемой нами классификацией по методам накачки и рабочим переходам.

Безусловно, инжекционные лазеры, прошедшие почти полувековую историю совершенствования, являются преобладающим типом и по масштабам производства и практического применения, и по степени освоенности технологии (используются, главным образом, арсенид-галлиевая и фосфид-индиевая технологии). Особый интерес представили квантово-каскадные ДЛ [53], в которых используются оптические переходы между уровнями в квантоворазмерных структурах, принадлежащими разным субзонам, главным образом электронным. Многокаскадный подход облегчен тем, что эти ДЛ являются униполярными, и это способствует получению достаточного модового усиления. Другими словами, в модовом объеме имеется несколько каскадов с активными слоями в каждом. Электрон, проходящий через каскадную структуру, может многократно участвовать в излучательных переходах. Ценным свойством квантово-каскадных лазеров является перекрытие ИК диапазона, где межзонные ДЛ нуждаются в криогенном охлаждении. Если же использовать охлаждение квантово-каскадных ДЛ, то они могут обеспечить генерацию в терагерцевом диапазоне. Что касается прочих типов лазеров, они, как правило, еще не вышли из лабораторной стадии развития.

Лазеры на комбинационных переходах (т.е. на вынужденном комбинационном рассеянии) вызывали интерес, во-первых, потому, что в них можно было использовать многочисленные непрямозонные полупроводники и, во-вторых, с их помощью можно было создавать лазерные элементы, используя развитую платформу кремниевой технологии. Эти лазерные элементы генерируют на частотах в широкой полосе прозрачности полупроводника. Энергия фотона лазерного излучения на выходе отличается от энергии фотона накачки (обычно в стоксову сторону) на энергию элементарного возбуждения в данном кристалле. Этим элементарным возбуждением в рамановских лазерах является оптический фонон, а в спин-флип лазерах – колебания, связанные с переориентировкой спина электронов в магнитном поле. Поскольку магнитное поле влияет на частоту этих колебаний, спин-флип лазеры допускают магнитную перестройку частоты излучения. Что касается лазеров на «горячих» дырках, подробные исследования показали, что в спектре лазерного излучения могут наблюдаться линии переходов между зонами тяжелых и легких дырок, переходов внутри зоны легких дырок (линии циклотронного резонанса), а также переходов с участием мелких примесных акцепторных

Табл.1. Типы полупроводниковых лазеров (после 50 лет исследований и разработок) [52].

Метод накачки	Рабочие оптические переходы	Типы лазеров	Примечания
Электрический: инжекция разогрев носителей туннелирование разряд	Межзонные Межсубзонные, циклотронные и др. Межсубзонные	Инжекционные лазеры (ДЛ) Лазеры на «горячих» дырках Квантовокаскадные лазеры	Низкие температуры ИК и ТГц диапазоны Высокоомные кристаллы
	Межзонные	Стримерные лазеры, лазеры на доменах сильного поля	
Оптический	Межзонные, зона – примесь	Лазеры с оптической накачкой, включая VECSELS	Низкие температуры
	Комбинационные Магнитокомбинационные	«Рамановские» лазеры, Преобразователи частот Спин-флип лазеры	
Быстрыми частицами	Межзонные	Лазер с электронной накачкой	

центров. К сожалению, эти лазерные линии наблюдаются исключительно при низких температурах.

## 10. Заключение

Шестидесятые годы прошлого века оказались переломными в физике полупроводников и в оптике, когда и объекты исследований, и физические инструменты подверглись коренному обновлению. Это было легендарное время прихода лазерной физики. Создавались новые типы лазеров и капитально пересматривались понятия и подходы. Те, кто работал в то время с Н.Г.Басовым, благодарны ему за руководство, за его незаурядную интуицию, за тот полет мысли, с которым он брался за новые идеи и направления.

В ФИАНе была создана база и научная школа в области лазерной физики, и одним из ее наиболее основательных достижений стало создание полупроводниковых лазеров. В настоящее время применение ДЛ представляет собой многомиллионный бизнес.

В заключение автор благодарит сотрудников ФИАНа, участвовавших в совместных исследованиях, а также сотрудников Института оптики и спектроскопии АН ГДР, Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, институтов ГИРЕДМЕТ, «ПОЛЮС», НИИДС, Физико-технических институтов АН СССР и АН Тадж.ССР, Тбилисского университета и завода ПУЛ (Саратов), которые поддерживали многолетнее сотрудничество с Лабораторией инжекционных лазеров ФИАН а и оказывали неоценимую помощь в работе.

- Басов Н.Г., Вул Б.М., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **37**, 587 (1959).
- Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **40**, 1879 (1961).
- Hall R.N., Fenner G.E., Kingsley J.D., Soltys T.F., Carlson R.O. *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 366 (1962).
- Nathan M.I., Dumke W.P., Burns G., Dill F.H., Lasher G.J. *Appl. Phys. Lett.*, **1**, 62 (1962).
- Holonyak N., Jr., Bevacqua S.F. *Appl. Phys. Lett.*, **1**, 82 (1962).
- Quist T.M., Rediker R.H., Keyes R.J., Krag W.E., Lax V., McWorter A.L., Zeiger H.J. *Appl. Phys. Lett.*, **1**, 91 (1962).
- Багаев В.С., Басов Н.Г., Вул Б.М., Копыловский Б.Д., Крохин О.Н., Попов Ю.М., Маркин Е.П., Хвощев А.Н., Шотов А.П. *ДАН СССР*, **150** (2), 275 (1963).
- Юнович А.Э., Елисеев П.Г., Ормонт А.Б., Осадчая Л.А., Стучебников В.М. *ФТТ*, **6**, 1908 (1964).
- Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. *УФН*, **72**, 161 (1960).
- Алферов Ж.И., Казаринов Р.Ф. А.с. №181737 с приоритетом от 30 марта 1963 г.
- Елисеев П.Г., Исмаилов И., Красильников А.И., Манько М.А., Пинскер И.З., Страхов В.П. *Труды IX Междунар. конф. по физике полупроводников* (Москва, 1968, т. 1, с. 549–552).
- Ву Ван Лык, Елисеев П.Г., Манько М.А., Микаелян Г.Т. *Квантовая электроника*, **9** (9), 1851 (1982).
- Bernard M., Duraffourg G. *Phys. Stat. Sol.*, **1**, 699 (1961).
- Bernard M. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 090201 (2012).
- Шотов А.П., Гришечкина С.П., Муминов Р.А. *Письма в ЖЭТФ*, **6**, 325 (1967).
- Елисеев П.Г., Исмаилов И., Михайлина Л.И. *Письма в ЖЭТФ*, **6** (1), 479 (1967).
- Елисеев П.Г., Сухов Е.Г. *Радиотехника и электроника*, **6**, 1005 (1971).
- Долгинов Л.М., Дружинина Л.В., Елисеев П.Г., Красавин И.В., Либов Л.Д. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, №2, 57 (1971).
- Бронштейн И.К., Долгинов Л.М., Дружинина Л.В., Елисеев П.Г., Красавин И.В., Либов Л.Д. *Кр. сообщ. ГИРЕДМЕТ, сер. V*, №24 (1970).
- Алферов Ж.И., Андреев В.М., Гарбузов Д.З., Жилиев Ю.В., Морозов Е.П., Портной Е.Л., Трофим В.Г. *ФТП*, **4**, 1826 (1970).
- Hayashi I., Panish M.B., Foy P.W., Sumski S. *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 109 (1970).
- Eliseev P.G. *J. Luminesc.*, **7**, 338 (1973).
- Алавердян С.А., Елисеев П.Г., Жуков Н.Д., Попов А.И. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, №6, 3 (1979).
- Елисеев П.Г., Исмаилов И., Нашельский А.Я., Островская В.З. *ФТТ*, **8** (5), 1283 (1966).
- Басов Н.Г., Елисеев П.Г., Исмаилов И., Пинскер И.З., Страхов В.П. *ЖТФ*, **37** (2), 349 (1967).
- Богатов А.П., Долгинов Л.М., Дружинина Л.В., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н., Шевченко Е.Г. *Квантовая электроника*, **1** (10), 2294 (1974).
- Долгинов Л.М., Дружинина Л.В., Елисеев П.Г., Лапшин А.Н., Мильвидский М.Г., Свердлов Б.Н. *Квантовая электроника*, **5** (3), 703 (1978).
- Даварашвили О.И., Долгинов Л.М., Елисеев П.Г., Засавицкий И.И., Шотов А.П. *Квантовая электроника*, **4** (4), 904 (1977).
- Богатов А.П., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н. *Сб. Кр. сообщ. физ. ФИАН*, №8, 25 (1974).
- Басов Н.Г., Морозов В.Н., Никитин В.В., Семенов А.С. *ФТП*, **1**, 1305 (1968).
- Басов Н.Г., Морозов В.Н. *ЖЭТФ*, **57** (2), 617 (1969).
- Морозов В.Н., Никитин В.В., Шеронов А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **7** (9), 327 (1968).
- Елисеев П.Г., Новиков А.А., Федоров В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **2**, 36 (1965).
- Басов Н.Г., Амбарцумян Р.В., Зуев В.С., Крюков П.Г., Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **50**, 23 (1966).
- Елисеев П.Г., Юнович А.Э. *ПТЭ*, № 4, 180 (1965).
- Basov N.G., Bogdankevich O.V., Grasyuk A.Z. *IEEE J. Quantum Electron.*, **2**, 594 (1966).
- Попов Ю.М., Елисеев П.Г., Шуйкин Н.Н. *ЖЭТФ*, **56** (4), 1412 (1969).
- Елисеев П.Г., Исмаилов И., Манько М.А., Страхов В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **9**, 594 (1969).
- Eliseev P.G., Ismailov I., Fedorov Yu.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6** (1), 38 (1970).
- Елисеев П.Г., Хайдаров А.В. *Оптика и спектроскопия*, **34** (2), 343 (1973).
- Акерман Д., Елисеев П.Г., Кайпер А., Манько М. А., Рааб З. *Квантовая электроника*, **1** (1), 85 (1971).
- Богатов А.П., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н. *Квантовая электроника*, **1** (10), 2286 (1974).
- Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **10** (9), 1851 (1983).
- Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Елисеев П.Г., Лукьянов В.Н., Мильвидский М.Г., Свердлов Б.Н., Шевченко Е.Г., Якубович С.Д. *Тез. II Всес. конф. «Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах»* (Ашхабад: Ыльым, 1978, т. 2, с. 114).
- Богатов А.П., Бахерт Х.-Ю., Елисеев П.Г., Клер А., Манько М.А. *Квантовая электроника*, **3** (8) 1825 (1976).
- Бахерт Х.-Ю., Богатов А.П., Джалолов Х.А., Елисеев П.Г., Кайпер А., Манько М.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, №3, 30 (1978).
- Богатов А.П., Елисеев П.Г., Манько М.А., Микаелян Г.Т., Попов Ю.М. *Квантовая электроника*, **7** (5), 1089 (1980).
- Баженов И.Ю., Богатов А.П., Гуров Ю.В., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т., Рахвальский М.П., Соскин М.С., Тараненко В.Е., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **7** (11), 2510 (1980).
- Елисеев П.Г. *Препринт ФИАН*, №33 (М., 1970).
- Елисеев П.Г., Красильников А.И., Манько М.А., Страхов В.П. В сб. *«Физика p-n-переходов и полупроводниковых приборов»* (Л.: Наука, 1969, с. 131).
- Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Труды ФИАН*, **166**, 15 (1986).
- Eliseev's Lectures on Semiconductor Lasers, www.eliseevlectures.narod.ru
- Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtory C., Hutchinson A.L., Cho A.Y. *Science*, **264**, 553 (1994).