

621.378(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ  
СОВМЕСТНО С ОТДЕЛЕНИЕМ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ  
НАУК СССР  
(27-28 декабря 1972 г.)**

27 и 28 декабря 1972 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии совместно с Отделением ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, А. Ф. Сучков. Оптические квантовые генераторы на сжатых газах.
  2. Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, В. Б. Розанов, Г. В. Склизков, С. И. Федотов. Теоретические и экспериментальные исследования динамики лазерной плазмы.
  3. В. И. Гольданский, Ю. М. Каган. О принципиальных возможностях осуществления лазера на ядерных переходах.
  4. Ю. А. Ильинский, Р. В. Хохлов. О возможности наблюдения вынужденного  $\gamma$ -излучения.
  5. В. С. Летохов. О применении лазеров в ядерной спектроскопии.
- Ниже публикуется содержание некоторых докладов.

621.378.33(048)

**Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, А. Ф. Сучков.** Оптические квантовые генераторы на сжатых газах. Интерес к сжатым газам, как активной среде оптических квантовых генераторов определяется их высокой оптической однородностью, возможностью достижения большой концентрации активных частиц и существованием лазерных схем на газах с к. п. д. до 50%. Кроме того, при высоких давлениях возможно осуществление плавной перестройки частоты, генерации ультракоротких импульсов, достижение высокой мощности и когерентности излучения. Эти свойства сжатых газов привлекают к ним внимание как к возможной активной среде мощных квантовых генераторов, потребность в которых особенно ощущается в последнее время, в связи с развитием работ по управляемому термоядерному синтезу, направленному стимулированию химических реакций и другим применениям лазеров.

При создании лазеров на сжатых газах возникают следующие трудности. Во-первых, в связи с неустойчивостью разряда при высоких давлениях традиционный метод возбуждения газовых лазеров — электрический разряд — неприменим для объемного возбуждения сжатых газов. Во-вторых, ударное упрочнение лазерных уровней, пропорциональное давлению газа, приводит к необходимости значительного увеличения скорости подкачки с ростом давления. Наконец, были предположения, что при высоких давлениях вообще невозможно получить генерацию из-за возрастания роли тройных тушащих столкновений.

В результате исследований, выполненных в лаборатории квантовой радиофизики ФИАН СССР в течение последних нескольких лет, был разработан электроионизационный метод объемного возбуждения сжатых газов<sup>1</sup>. Этот метод позволил получить генерацию на ряде сжатых газов, в частности, на сжатом до 60 атм углекислом газе. Электроионизационный CO<sub>2</sub>-лазер продемонстрировал достоинства сжатых газов как активной среды ОКГ. Был получен высокий к. п. д. (~30%), высокая концентрация активных частиц  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>/атм, показана возможность плавной перестройки частоты генерации, получены ультракороткие импульсы длительностью  $\sim 10^{-9}$  сек, высокая мощность ( $> 10^7$  вт/см<sup>2</sup>) и энергия ( $> 10^{-1}$  Дж/см<sup>2</sup>) излучения; получена дифракционная расходимость излучения<sup>1, 2</sup>. В настоящее время электроионизационный метод возбуждения является единственным известным методом накачки мощных лазеров с высоким к. п. д.

При электроионизационном методе возбуждения энергия накачки черпается из энергии электрического поля. Однако, в отличие от газоразрядного метода, проводимость рабочей среды, необходимая для пропускания через нее электрического тока, создается посредством облучения среды от внешнего источника ионизирующего излуче-

ния (быстрые электроны<sup>1, 2</sup>, свет<sup>3, 4</sup>, продукты деления ядер<sup>5</sup>). Это позволяет выбрать величину электрического поля в области наиболее эффективного возбуждения вращательно-колебательных уровней, расположенной, как известно, ниже поля зажигания разряда. Энергия, затрачиваемая на ионизацию, не превышает при этом 1% электрической энергии. Отказ от самостоятельного разряда обуславливает возможность возбуждения сжатых газов без принципиальных ограничений на давление и объем. При одновременном воздействии на активную среду ионизирующего излучения и самостоятельного разряда недостатки газоразрядного метода сохраняются и возбуждение сжатых газов невозможно<sup>6</sup>. Влияние пространственного заряда на ток через ионизованную рабочую среду может привести к практической неосуществимости электроионизационного метода возбуждения<sup>3, 7</sup>. Однако в условиях сильной ионизации газа влияние пространственного заряда оказывается незначительным и, как это было экспериментально показано<sup>1, 8</sup>, величина вкладываемой в газ электрической энергии  $W$  определяется законом Ома

$$W = \sigma E^2,$$

где  $\sigma$  — проводимость среды, задаваемая внешней ионизацией,  $E$  — электрическое поле.

Особенность возбуждения вращательно-колебательных уровней электронным ударом, состоящая в том, что скорость возбуждения пропорциональна произведению концентрации электронов и концентрации молекул, приводит к тому, что мощность излучения единицы объема активной среды при электроионизационном методе возбуждения возрастает на квадрат давления. Таким образом, увеличение давления рабочего газа от десятков тор, как это было в обычных газоразрядных лазерах, до десятков атмосфер приводит к возрастанию мощности излучения единицы объема активной среды в миллионы раз<sup>1</sup>.

Применение высоких давлений приводит к значительному расширению линии усиления и обуславливает возможность генерации мощных ультракоротких импульсов длительностью до  $10^{-11}$ — $10^{-12}$  сек<sup>1, 2</sup>. Высокий к. п. д. электроионизационных лазеров в режиме ультракоротких импульсов ( $\sim 10\%$ ) позволяет надеяться на осуществление с помощью этих лазеров энергетически выгодной управляемой термоядерной реакции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. В. Богданкевич, В. А. Данилычев, С. Г. Дарзек, А. Ф. Сучков, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 11, 23 (1970); Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, А. Ф. Сучков, Квантовая электроника, № 3, 121 (1971); Вестн. АН СССР, № 3, 12 (1972); Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, А. Ф. Сучков, Письма ЖЭТФ 14, 421 (1971); Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, А. С. Подсосонный, *ibid.* 17, 147 (1973).
2. C. A. Fenstermacher, M. J. Nutter, W. T. Leland, J. P. Rink, K. Boyer, Bull. Amer. Phys. Soc. 16, 42 (1971); C. A. Fenstermacher, M. J. Nutter, W. T. Leland, K. Boyer, Appl. Phys. Lett. 20, 56 (1972). K. Boyer, Los Alamos Scientific Laboratory Presentation at Japan U.S. Seminar on Laser Interaction with Matter, Kyoto, Japan, September, 1972.
3. А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, ДАН СССР 190, 809 (1970).
4. J. S. Levin, A. Javan, Appl. Phys. Lett. 22, 55 (1973).
5. В. М. Андрияхин, Е. П. Велихов, В. В. Васильцев, С. С. Красильников, В. Д. Письменный, И. В. Новобранцев, А. Т. Рахимов, А. И. Старостин, В. Е. Хвостонов, Письма ЖЭТФ 15, 637 (1972).
6. В. М. Андрияхин, Е. П. Велихов, С. А. Голубев, С. С. Красильников, А. М. Прохоров, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, *ibid.* 8, 364 (1968); Г. Г. Долгов-Савельев, В. В. Кузнецов, Ю. Л. Козьминых, А. М. Оршич, ЖПС 12, 737 (1970).
7. J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, v. 1, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1928.
8. Б. М. Ковальчук, В. В. Кремнев, Г. А. Месяц, ДАН СССР 191, 76 (1970).

539.166(048)

В. И. Гольданский, Ю. М. Каган. О принципиальных возможностях осуществления  $\gamma$ -лазера (газера) на ядерных переходах. Немногие предложения о путях обеспечения стимулированного  $\gamma$ -излучения, появившиеся в литературе за последние 10 лет, сводились к тому, чтобы

попытаются приготовить в чистом или сильно обогащенном виде большие количества долгопериодных ядерных изомеров и воспользоваться эффектом Мёссбауэра.

Нетрудно показать, однако, что этот путь не сулит успеха. Необходимая для осуществления стимулированного  $\gamma$ -излучения концентрация возбужденных ядер равняется <sup>1</sup>

$$n^* = \left( \frac{E_0}{\pi \hbar c} \right)^2 \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \frac{1 + \alpha}{f \xi} \frac{1}{l(E_0)}, \quad (1)$$

где  $E_0$  — энергия  $\gamma$ -перехода,  $\Gamma_0$  — естественная и  $\Gamma$  — фактическая ширина возбужденного уровня,  $\alpha$  — коэффициент внутренней конверсии,  $l(E_0)$  — пробег резонансных квантов,  $\xi$  — вероятность заселения верхнего уровня при накачке  $((1 + \xi)/2$  доля ядер оказывается вначале на верхнем,  $(1 - \xi)/2$  доля — на нижнем уровне),  $f$  — вероятность отсутствия отдачи при использовании мёссбауэровских переходов.

Поскольку при  $E_0 \approx 10 - 100$  кэв  $(E_0/\pi \hbar c)^2 \approx 10^{16} - 10^{18}$ , а для промежуточных и тяжелых ядер  $l(E_0) \approx 10^{-3} - 10^{-2}$  см, даже без учета множителя  $(1 + \alpha)/f \xi$ , имеем  $n^* \approx (10^{19} - 10^{20}) \Gamma/\Gamma_0$ . Это значит, что при уширении резонансной линии в сотни и тысячи раз необходимые значения  $n^*$  вообще уже выходят за пределы плотностей вещества  $\bar{N}$  (дополнительное сжатие ничего не меняет, ибо при этом  $n^* l(E_0) = \text{const}$ ).

Таким образом, из-за возрастания энергии переходов возникает, в резком контрасте с оптической областью, чрезвычайная чувствительность ко всяким уширениям резонансных линий.

Именно отсюда следует необходимость использования эффекта Мёссбауэра, ибо доплеровское уширение резонанса, при наличии энергии отдачи  $R$ ,  $\Delta_D \approx 2 \sqrt{RkT}$  (или  $\Delta_D \approx 2 \sqrt{Rk\Theta_D}$  при  $T \ll \Theta_D$ , где  $\Theta_D$  — дебаевская температура) на много порядков превосходит  $\Gamma_0$  при любых могущих представить интерес временах  $\gamma$ -переходов. В свою очередь использование эффекта Мёссбауэра налагает дополнительные ограничения на температуру системы и энергию переходов.

Решающую роль среди факторов, ограничивающих сверху времена  $\gamma$ -переходов, пригодных для реализации стимулированного излучения, играют всевозможные неоднородные уширения резонансной мёссбауэровской линии. К числу источников такого уширения относятся: 1) изомерный сдвиг, 2) квадрупольное взаимодействие, 3) магнитное сверхтонкое взаимодействие, 4) магнитное диполь-дипольное взаимодействие между ядрами, 5) температурное красное смещение и уширение, 6) гравитационный сдвиг уровня по толщине образца.

Не будем касаться уширения за счет магнитного взаимодействия, ибо, в принципе, можно выбрать диамагнитное вещество и попытаться уменьшить диполь-дипольное взаимодействие между ядрами с помощью известных методов.

Основным источником неоднородного уширения являются чисто электрические взаимодействия 1) и 2). В первую очередь это изомерный сдвиг, неизбежно существующий в эффекте Мёссбауэра, поскольку в переходе участвуют два ядерных уровня с различающимися значениями зарядового радиуса  $R$  (в ЯМР переходы осуществляются между подуровнями СТС одного ядерного уровня, и потому относительный сдвиг центра «гребенки» СТС на разных ядрах роли не играет).

Как известно, для фиксированного ядерного перехода изомерный сдвиг зависит только от плотности электронов на ядре  $\delta \sim |\psi(0)|^2$ . В первом приближении  $|\psi(0)|^2 \sim 1/V_0$  ( $V_0$  — объем элементарной ячейки), и локальное изменение плотности вещества влечет за собой сдвиг ядерной линии

$$\Delta E_i = (\Delta E_i)_0 \left| \frac{\Delta V_0}{V_0} \right|. \quad (2)$$

Анализ многочисленных экспериментальных результатов и теоретические оценки дают  $(\Delta E_i)_0 \sim 10^{-7}$  эв.

Пропорциональность величине  $|\Delta V_0/V_0|$  характерна и для изменения квадрупольного расщепления мёссбауэровских линий  $\Delta E_Q$ , которое возникает за счет взаимодействия квадрупольных электрических моментов ядер с градиентом электрического поля, создаваемого собственными электронными оболочками и соседними ионами. Коэффициент пропорциональности, получающийся из экспериментов и из теоретических оценок, дает  $(\Delta E_Q)_0 \sim 10^{-7}$  эв.

К неоднородному изменению квадрупольного взаимодействия приводит и локальная сдвиговая деформация. Последнюю можно характеризовать изменением отношения продольного и поперечного размеров элементарной ячейки  $c/a$ . В результате для оценок имеем

$$\Delta E_Q \sim 10^{-7} \left| \frac{\Delta V_0}{V_0} \right| \text{ эв}, \quad \Delta E_Q \sim 10^{-7} \left| \frac{\Delta(c/a)}{c/a} \right| \text{ эв}. \quad (3)$$

Рассмотрим роль точечных дефектов. Известно, что на больших расстояниях от дефектов

$$\left| \frac{\Delta V_0}{V_0} \right| \approx \beta \left| \frac{\Delta V_0}{V_0} \right|_0 \left( \frac{a}{r} \right)^3, \quad (4)$$

где  $a$  — межатомное расстояние, а численный коэффициент  $\beta \sim 0,1$ . Для  $|\Delta V_0/V_0|_0$  примем значение 0,1. В анизотропных кристаллах такая же зависимость имеет место и для  $\Delta(c/a)/(c/a)$  причем, что существенно, даже в кристаллах кубической симметрии. Из (2) — (4) видно, что уширение линии, близкое к ее естественной ширине,  $\Delta\Gamma \approx \Gamma_0$ , достигается уже при относительной концентрации точечных дефектов

$$C^* \sim 10^9 \Gamma_0 \quad (5)$$

( $\Gamma_0$  здесь и ниже в электрон-вольтах). Отсюда следует, что «критическая» концентрация составляет  $C^* \sim 10^{-6}$  при времени жизни возбужденного уровня  $\tau_0 \sim 1$  сек и  $C^* \sim 10^{-10}$  при  $\tau_0 \sim 10^4$  сек. Уже из этих цифр явствует трудность задачи использования долгоживущих изомеров для создания источников когерентного  $\gamma$ -излучения.

Не менее опасны с этой точки зрения дислокации. Для краевых или винтовых дислокаций соответственно

$$\left| \frac{\Delta V_0}{V_0} \right| \sim 0,1 \frac{a}{r}, \quad \left| \frac{\Delta(c/a)}{c/a} \right| \sim 0,1 \frac{a}{r}. \quad (6)$$

Если обозначить теперь через  $\eta^*$  «критическую» плотность дислокаций ( $см^{-2}$ ), отвечающую  $\Delta\Gamma \approx \Gamma_0$ , то из (2), (3) и (6) получаем

$$\eta^* \sim 10^{31} \Gamma_0^2. \quad (7)$$

Отсюда даже относительно короткому времени жизни  $\tau_0 \sim 1$  сек соответствует малая критическая концентрация дислокаций  $\eta^* \sim 10$   $см^{-2}$ , а при временах жизни  $\tau_0 > 10$  сек нельзя вообще допустить существование даже одной дислокации. Между тем приготовление бездислокационных кристаллов или кристаллов с реально малым числом дислокаций чрезвычайно трудная задача, к тому же требующая сама по себе большого времени.

Неоднородный сдвиг линий в образцах конечных размеров возникает и вследствие поверхностных эффектов. По имеющимся теоретическим оценкам относительное изменение межатомных расстояний спадает с удалением от поверхности не сильнее чем  $\kappa_m = \kappa_0/m^3$ , где  $m$  — номер атомной плоскости. Отсюда получаем такую оценку для «критического» числа атомных плоскостей  $m^*$ , где осуществляется сдвиг линии  $\Delta\Gamma \approx \Gamma_0$  ( $\kappa \sim 0,03$ ):  $m^* \approx 200$  для  $\tau_0 \sim 1$  сек и  $m^* \approx 4000$  для  $\tau_0 \sim 10^4$  сек (причем эти значения  $m^*$  еще занижены, в частности, за счет принятого здесь малого значения  $\kappa_0$ ).

Между тем использование тонких слоев может оказаться просто неизбежным из-за малого времени приготовления излучателей или необходимым, — как для уменьшения разогрева, так и для устранения гравитационного сдвига  $\delta_{\text{грав}} = 10^{-18}$   $см^{-1}$  и уширения линий, которое при  $E_0 = 10-100$  кэв составляет  $10^{-14}-10^{-13}$  эв/см ( $\Delta\Gamma \approx \Gamma_0$  на толщине 0,1—1 мм при  $\tau_0 \sim 1$  сек и 0,01—0,1 мм при  $\tau_0 \sim 10^4$  сек).

Что касается температурного красного смещения и уширения мессбауэровских линий, то здесь надо сразу отметить, что, в принципе, их можно было бы избежать, если работать при предельно низких температурах. В противном случае, например, при комнатной температуре неоднородному уширению  $\Delta\Gamma = \Gamma_0$  при  $\tau_0 \sim 1$  сек отвечал бы для  $E_0 = 10-100$  кэв перепад температур  $\Delta T \sim 10^{-4}-10^{-5}$  град, а при  $\tau_0 \sim 10^4$  сек  $\Delta T \sim 10^{-8}-10^{-9}$  град. В то же время, как было показано одним из авторов<sup>2</sup>, существует однородное уширение мессбауэровской линии, равное при комнатной температуре  $10^{-15}-10^{-13}$  эв при  $E_0 = 10-100$  кэв.

Из перечисленных соображений можно сделать вывод о невозможности обеспечить условия  $n^* < N$  при использовании долгоживущих уровней ( $\tau_0 \geq 1$  сек). В самом деле, опыты в стационарных условиях, со специальными мерами предосторожности, не позволили до сих пор получить линии уже  $10^{-9}-10^{-10}$  эв ( $Zn^{67}$ ,  $Ta^{181}$ ), что эквивалентно  $\tau_0 = 10^{-6}-10^{-5}$  сек. В рекордном эксперименте<sup>3</sup> с 44 сек-изомером  $Ag^{109}$ , несмотря на исключительные меры, резонансная линия оказалась уширенной в миллион раз, что отвечало  $\Delta\Gamma \approx 10^{-11}$  эв. Если учитывать, что запас в множителе  $\Gamma/\Gamma_0$  не превышает двух-трех порядков, можно принять за реальный верхний предел  $\tau_0$  для рабочих ядер  $\gamma$ -лазера  $\tau_0 \leq 10^{-1}-10^{-2}$  сек. За это малое время надо успеть создать инверсно-населенную систему и притом сохранить возможность осуществления эффекта Мессбауэра, т. е. получить рабочую систему в твердом и холодном виде. Естественен вопрос о том, возможен ли вообще такой самосогласованный подбор параметров, который удовлетворял бы столь жестким обязательным условиям.

Лучшим вариантом импульсного заселения верхнего мессбауэровского уровня является радиационный захват нейтронов. Очевидно, что неизбежное тепловыделение, связанное с радиационным захватом нейтронов, пропорционально  $n^*$  (и интегральному

потоку нейтронов накачки  $J$ ). Уменьшить  $n^*$  можно, если увеличивать пробег резонансных  $\gamma$ -квантов  $l(E_0)$ , и отсюда возникает первая конструктивная особенность  $\gamma$ -лазера — необходимость сильного (в  $10^3$ — $10^4$  раз) разбавления рабочих ядер, использования их в виде примесей в легкой матрице (например, в бериллии). Далее, для того чтобы избежать разогрева от каскадных  $\gamma$ -квантов  $n\gamma$ -захвата, надо выполнить рабочее тело лазера в виде тонких иголок, с отношением диаметра к длине  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  и диаметром  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  см. Разогрев за счет рассеяния нейтронов в самой матрице (сечение  $(\sigma_s)_M$ ) при этом оказывается неопасным, если  $\sigma_{n\gamma} \gg (\sigma_s)_M$ . Оценки показывают, что для этого необходимо относительно мягкое условие  $\sigma_{n\gamma} \geq 100$  бн.

Таким образом, оказывается возможным совместить объективно существующие параметры с требованием инверсного заселения  $\gamma$ -лазера без недопустимого его разогрева. Значит, «лобовой» путь накачки, по крайней мере в принципе, возможен, ибо есть необходимое «окно» самосогласованных физических параметров. При этом, однако, необходимые интегральные потоки нейтронов за время  $t \ll \tau_0$  оказываются огромными:  $J_t \sim 10^{19}$ — $10^{20}$  см $^{-2}$ , т. е. достижимыми сейчас лишь при ядерных взрывах (при этом, конечно, речь идет о накачке сразу большого числа иголок).

И все-таки есть надежды на создание  $\gamma$ -лазеров и при гораздо меньших потоках нейтронов накачки. В самом деле, число активных ядер в одной лазерной игле должно составлять всего  $10^{13}$ — $10^{14}$ . Возникает идея одновременного возбуждения мёсбауэровских уровней (оптимальный вариант —  $n\gamma$ -захват) и переноса возбужденных ядер на какой-то приемник. При этом возможно собирание весьма короткоживущих ядер и вдобавок разделение области разогрева, где уровни заселяются, и области последующего  $\gamma$ -излучения.

Варианты типа трансплантации требуют сбора мёсбауэровских ядер с поверхности облучаемых нейтронами образцов, за счет энергии отдачи при  $n\gamma$ -захвате. При облучении высокодисперсных ( $\sim 100$  м $^2$ /г) систем даже при заполнении лишь 1% облучаемого объема (в форме пыли) в 1 см $^3$  имеется  $10^{19}$ — $10^{20}$  ядер, готовых слететь с поверхности при  $n\gamma$ -захвате. При  $\sigma_{n\gamma} = 10^{-21}$ — $10^{-20}$  см $^2$  и облучении 1—10 см $^3$  подобной пыли уже при  $J_t \approx 10^{15}$  см $^{-2}$  можно получить  $\sim 10^{15}$  возбужденных ядер — количество, достаточное для осуществления стимулированного  $\gamma$ -излучения. Быстрый сбор излучающих мёсбауэровских атомов возможен, например, путем перевода их в молекулы окислов (в атмосфере кислорода) и вынесения в сверхзвуковых струях либо путем ионизации и фокусировки электрическим полем. В рассматриваемых вариантах, следовательно, рабочее тело газера (игла, тонкая пленка и т. п.) формируется уже из короткоживущих мёсбауэровских излучателей, также, возможно, с разбавлением легкими ядрами. Следует отметить, что получение интегральных потоков подобных масштабов за времена  $t \ll \tau_0$  порядка  $10^{-6}$  сек представляется уже сейчас вполне реальным, хотя на сегодняшний день таких нейтронных источников еще нет. Оптимальными могут оказаться специальные плазменные источники, генерирующие нейтроны в результате термоядерной реакции — типа, например, «плазменной фокуса». Вопрос о выборе оптимального по всей совокупности требований изотопа остается открытым. Сейчас ни для одного соответствующего перехода не известны все необходимые характеристики особенно так называемое изомерное отношение. В этой связи представляется актуальным проведение специальных исследований в рамках ядерной спектроскопии.

*Основные выводы.* 1) Неоднородное уширение линии резонансного перехода за счет дефектов делает практически нереальным создание газера на основе долгоживущих ( $\tau > 10^{-1}$ — $10^{-2}$  сек) ядерных уровней, как это предлагалось ранее, по крайней мере без привлечения идей, основанных на искусственном сужении линии.

2) Реальным представляется импульсный вариант заселения возбужденных уровней с временами жизни заметно меньше  $10^{-2}$  сек.

3) Используются могут быть только переходы, для которых реализуется эффект Мёсбауэра.

4) Оптимальным вариантом накачки является радиационный захват нейтронов.

5) Показано, что жесткие требования к разогреву рабочего кристалла могут быть, в принципе, преодолены при использовании сильного разбавления рабочих ядер в легкой матрице и изготовление тела лазера в виде тонких иголок. Однако требуемый импульсный поток нейтронов имеет масштаб  $10^{19}$ — $10^{20}$  н/см $^2$ , который сейчас может быть достигнут только при использовании ядерного взрыва.

6) Требуемые интегральные потоки нейтронов накачки могут быть уменьшены на много порядков, если возбуждение и выделение возбужденных ядер происходит одновременно, например, при использовании отдачи ядер и разветвленной поверхности мишени.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Гольданский, Ю. М. Каган, ЖЭТФ 64, 93 (1973).
2. Ю. М. Каган, ЖЭТФ 47, 366 (1964).
3. Г. Е. Бизина, А. Г. Беда, Н. А. Бургов, А. В. Давыдов, ЖЭТФ 45, 1408 (1963).

539.166(048)

**Ю. А. Ильинский и Р. В. Хохлов.** О возможности наблюдения вынужденного  $\gamma$ -излучения. Вопрос о возможности использования долгоживущих изомеров для создания  $\gamma$ -лазеров возник еще в начале 60-х годов (см. <sup>1</sup> и др.). В первых работах этот вопрос решался положительно. Позднее, однако, выявились трудности, которые казались непреодолимыми, и поэтому серьезной экспериментальной работы по реализации  $\gamma$ -лазера последние годы не велось. Интерес к созданию  $\gamma$ -лазера вновь возродился в связи с бурным развитием различных областей физики <sup>2, 3</sup>. Настоящий доклад посвящен путям решения проблемы наблюдения вынужденного  $\gamma$ -излучения с использованием долгоживущих изомеров.

Если имеется столбик вещества длиной  $l$ , часть ядер в котором находится в возбужденном состоянии, то с торца столбика излучаются  $\gamma$ -кванты с интенсивностью

$$I = I_0 G,$$

где

$$G = \frac{\exp[(\beta - \delta)l - 1]}{(\beta - \delta)l};$$

здесь  $I_0$  — интенсивность спонтанного излучения тонкого столбика,  $\beta$  — коэффициент усиления, происходящего из-за вынужденного излучения, а  $\delta$  — коэффициент поглощения.

Поглощение в районе атомных весов порядка 100, где расположено большинство изомерных переходов для  $\gamma$ -квантов энергии  $E$  от 1 до 200 *кэв*, определяется в основном фотоэффектом и спадает с энергией как  $E^{-7/2}$ . При этом для  $E = 10$  *кэв* в чистых веществах при нормальных условиях  $\delta = 10^3$  *см<sup>-1</sup>*, а при  $E = 200$  *кэв*  $\delta = 5$  *см<sup>-1</sup>*. Усиление определяется соотношением

$$\beta = \pi \lambda^2 f \frac{1}{\Gamma \tau} \frac{1}{1 + \alpha} N,$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $\Gamma$  — ширина спектра излучения,  $\tau$  — время жизни возбужденного ядра,  $\alpha$  — коэффициент внутренней конверсии,  $N$  — разность населенностей возбужденных ядер и ядер, находящихся на нижнем уровне, а  $f$  — вероятность мёсбауэровского излучения без отдачи энергии ядру.

Совместное рассмотрение поглощения и усиления показывает, что при наиболее благоприятных условиях должны быть выбраны наибольшие энергии  $\gamma$ -квантов, допускаемые значительной вероятностью мёсбауэровских переходов. Полагая  $\lambda = 10^{-9}$  *см*,  $f = 1$ ,  $N = 10^{22}$  *см<sup>-3</sup>* и  $\alpha = 0$ , получаем, что коэффициент усиления равен по порядку 1 *см<sup>-1</sup>* при  $\Gamma \leq 10^4$ . Учитывая, что для приготовления радиоактивного образца и приведения его в условия эксперимента необходимо несколько суток, имеем  $\tau \approx 10^6$  *сек*. Это означает, что вынужденное излучение может быть обнаружено при ширине линий  $\Gamma \approx 10^{-2}$  *гц*. Необходимо отметить, что к настоящему времени минимально наблюдаемая ширина линии составляла  $10^5$  *гц*. Таким образом, возможность наблюдения вынужденного излучения зависит от возможности эффективного сужения линии спонтанного  $\gamma$ -излучения до величин порядка  $10^{-2}$  *гц*.

Имеется несколько механизмов, уширяющих линию мёсбауэровских переходов по сравнению с ее естественной шириной, когда  $\Gamma \tau = 1$ ; они перечислены ниже вместе с анализом возможностей их редукции.

1. *Температурное уширение*, которое теоретически изучалось в работах <sup>4, 5</sup>. При низких температурах оно определяется соотношением

$$\Gamma = \frac{288\pi^7}{7} \left( \frac{E}{2mc^2} \right)^2 \left( \frac{T}{\Theta} \right)^6 \frac{kT}{h},$$

где  $\Theta$  — температура Дебая, а остальные обозначения общеприняты. Анализ этого соотношения показывает, что условия для реализации ширины порядка  $10^{-2}$  *гц* могут быть относительно легко выполнены.

2. *Неоднородное уширение из-за химических сдвигов на дефектах решетки*. Преобладающими дефектами, возникающими при выращивании почти идеальных кристаллов, являются винтовые дислокации. Поле смещений атомов в решетке вокруг оси такой дислокации спадает по закону  $1/r$ . Из соображений симметрии следует, что вдали от оси винтовой дислокации химический сдвиг  $\Delta v$  определяется соотношением

$$\Delta v = \Delta v_0 \left( \frac{a}{r} \right)^2,$$

где  $\Delta v$  — значение химического сдвига на оси дислокации,  $a$  — межатомное расстояние.

Если принять для  $\Delta\nu_0$  типичные значения  $3 \cdot 10^7$  гц, а для  $\Delta\nu$   $10^{-2}$  гц, то ядра со сдвигом уровней охватывают область  $r/a = 5 \cdot 10^4$ , что соответствует плотности дислокаций  $3 \cdot 10^5$  см<sup>-2</sup>. Такое значение плотности дислокаций легко реализуемо.

Аналогичные соображения для краевых дислокаций приводят к соотношению  $\Delta\nu = \Delta\nu_0 a/r$ , из которого следует, что кристалл с размерами  $1$  см<sup>3</sup> не должен содержать краевых дислокаций. Количество точечных дефектов не должно превышать при этом  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

Хотя последние требования и являются достаточно жесткими, прогресс в области выращивания бездефектных кристаллов позволяет надеяться, что они выполнимы.

3. *Магнитное диполь-дипольное взаимодействие ядер.* Такое взаимодействие приводит к уширениям порядка  $10^4$ — $10^5$  гц из-за того, что магнитные моменты ядра в состояниях, между которыми происходит переход, различны даже при полной ориентации ядерных моментов внешними и внутренними полями. Это же взаимодействие определяет ширину линии в ЯМР.

Сужение линии может быть произведено путем приложения к образцу серии радиочастотных  $\pi/2$ -импульсов<sup>6</sup>.

В присутствии сильного статического магнитного поля выражение для диполь-дипольного взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{H}_d = \sum_{i < j} b_{ij} (I_i I_j - 3I_{iz} I_{jz}) + \sum_{i' < j'} b_{i'j'} (I_{i'} I_{j'} - 3I_{i'z} I_{j'z}) - 2 \sum_{i' < j'} b_{i'j'} I_{i'z} I_{j'z}; \quad (1)$$

индексы  $i, j$  нумеруют узлы решетки, где находятся ядра в возбужденном состоянии, а  $i', j'$  — в основном (или нижнем, если нижнее состояние не основное). Через  $I_i$  и  $I_j$  обозначены операторы спина ядра, а константы  $b_{ij}$  зависят от взаимного положения взаимодействующих ядер, направления внешнего магнитного поля и величины магнитных моментов в основном и возбужденном состояниях. В жесткой решетке  $b_{ij}$  не зависят от времени.

Под воздействием коротких  $\pi/2$ -радиоимпульсов, вызывающих вращение ядерных моментов вокруг соответствующих осей, оператор  $I_{iz}$  (и аналогично  $I_{jz}$ ) преобразуется в  $I_{ix}$  и  $I_{iy}$ . Можно так подобрать серию  $\pi/2$ -импульсов, что при усреднении за период серии импульсов  $\mathcal{H}_d$  обратится в нуль. При этом ширина линии резко сокращается примерно в отношении  $6/(\Gamma_0 \tau_0)^2$ , где  $\Gamma_0$  — ширина линии до усреднения, а  $\tau_0$  — период серии импульсов. Серию импульсов надо брать несколько иную, чем в ЯМР, чтобы обратить в нуль не только резонансное взаимодействие в виде  $(I_i I_j - 3I_{iz} I_{jz})$ , но и перезонансное  $I_{i'} I_{j'z}$  — между ядрами, находящимися в разных состояниях. Можно, например, выбрать серию  $(90_x^0, 2\tau_1; 90_x^0, \tau_1; 90_y^0, 2\tau_1; 90_y^0, \tau_1)$  для одного состояния и серию (синхронную с первой)  $(90_x^0, 2\tau_1; 90_x^0, \tau_1; 90_y^0, 2\tau_1; 90_y^0, \tau_1)$  для второго состояния. Эксперименты по ЯМР показывают, что таким образом можно уменьшить ширину линии на несколько порядков.

4. В кристаллах, обладающих дефектами структуры, возникает *значительное уширение линии, связанное с взаимодействием квадрупольного момента ядра с градиентом электрического поля.* В присутствии сильного магнитного поля, когда зеемановское взаимодействие много больше квадрупольного (например, в кубических кристаллах), гамильтониан имеет вид<sup>7</sup>

$$\mathcal{H}_Q = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)} [3I_z^2 - I^2], \quad (2)$$

где  $V_{zz}$  — вторая производная потенциала электрического поля в направлении  $z$ , совпадающем с направлением внешнего статического магнитного поля. Гамильтониан (2) имеет такую же зависимость от  $I$ , как и первые два члена гамильтониана (1), и будет усредняться вместе с гамильтонианом диполь-дипольных магнитных взаимодействий. Таким образом, имеется возможность значительного сужения линии мессбауэровского излучения вплоть до значений, составляющих сотые доли герца, что открывает возможности для наблюдения эффектов вынужденного  $\gamma$ -излучения.

Отметим в заключение, что традиционные методы мессбауэровской спектроскопии неприменимы для исследования линий с шириной менее  $10^5$  гц. Здесь необходимо отыскание новых методов. В этой связи могут быть использованы корреляционные методы и методы, основанные на эффекте гравитационного смещения линии<sup>8</sup>.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Р и в л и н, Заявки на изобретения № 897278/26-25 от 10 января 1961 г. и №710508 от 1 апреля 1961 г.; W. V a l i, V. V a l i, Proc. IEEE (см. перевод ТИИЭР 51 (1), 223 (1963); G. C. V a l d w i n et al., *ibid.*, p. 849 (см. перевод, как ранее, № 9, стр. 1241).
2. Р. В. Х о х л о в, Письма ЖЭТФ 15, 580 (1972).
3. В. И. Г о л ь д а н с к и й, Ю. М. К а г а н, ЖЭТФ 64, 90 (1973).

4. Ю. М. Каган, ЖЭТФ 47, 366 (1964).
5. М. А. Кривоглаз, ФТТ 6, 1707 (1964).
6. U. Haeblerou, J. S. Waugh, Phys. Rev. 175, 453 (1968).
7. А. Абрагам, Ядерный магнетизм, М., ИЛ, 1963, стр. 225.
8. С. А. Меад, Phys. Rev. 143, 990 (1966).

539.,166(048)

**В. С. Летохов.** О применении лазеров в ядерной спектроскопии. В докладе рассмотрены возможности использования когерентного лазерного света для: 1) получения узких перестраиваемых по частоте резонансов испускания и поглощения  $\gamma$ -излучения ядер, 2) высокоточного измерения энергии отдачи ядер при испускании или поглощении  $\gamma$ -кванта, 3) высокоточного измерения энергии метастабильных (изомерных) состояний ядер, 4) быстрого разделения возбужденных и невозбужденных ядер, т. е. сортировки состояний ядер.

В основе всех рассмотренных эффектов лежат два очевидных физических факта:

а) состояние ядра (спин, энергия возбуждения, масса) проявляется в атомных и молекулярных спектрах;

б) движение атома или молекулы одновременно вызывает доплеровский сдвиг частоты как для оптических, так и для ядерных переходов;

и один менее очевидный факт:

в) раскачка колебаний молекулы вызывает частотную модуляцию ядерного перехода.

Получение узких резонансов  $\gamma$ -излучения ядер основано, в отличие от резонансов Мёссбауэра<sup>1</sup>, на воздействии когерентной световой волны на инфракрасный колебательный переход молекулы в газе сравнительно низкого давления ( $10^{-2}-10^{-1}$  тор). Когерентная волна частоты  $\omega$  раскачивает колебание молекул, имеющих определенную проекцию скорости движения  $v$  на направление волнового вектора  $\mathbf{k}_0$  ( $\mathbf{k}_0 v = \omega - \omega_0 = \Omega$ ,  $\omega_0$  — частота центра доплеровской линии поглощения)<sup>2</sup>. Средняя величина осцилляционного смещения ядра при возбуждении колебания молекулы  $\tilde{a}$  одного порядка или даже больше длины волны  $\lambda_\gamma$   $\gamma$ -квантов с энергией от 10 кэв до 1 мэв. Колебание ядерного излучателя с амплитудой  $\tilde{a} \gg \lambda_\gamma$  должно вызывать значительную частотную модуляцию излучения ядра. В результате форма доплеровски-уширенной линии ядерного перехода, наблюдаемая коллинеарно со световой волной, искажается<sup>3,9</sup> см. рисунок). На частоте

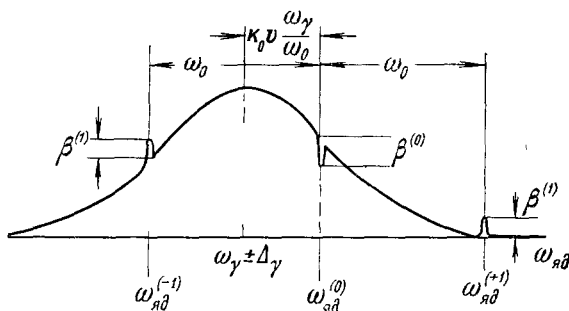
$$\omega_{\text{яд}}^{(0)} = (\omega_\gamma \pm \Delta_\gamma) + \frac{\omega_\gamma}{\omega_0} k_0 v$$

появляется резонансный провал, а на частотах

$$\omega_{\text{яд}}^{(m)} = \omega_{\text{яд}}^{(0)} \pm m\omega_0$$

— резонансные пики ( $\omega_\gamma \pm \omega_\gamma$  — частота центра доплеровской линии с учетом энергии отдачи  $\Delta_\gamma$ ). Изменением расстройки частоты световой волны относительно  $\omega_0$  можно раскачивать молекулы с требуемой проекцией скорости  $k_0 v/k_0$  и осуществлять перестройку частоты узких резонансов в пределах доплеровского контура ядерного перехода. Рассмотрены схемы наблюдения узких  $\gamma$ -резонансов в испускании и поглощении.

Узкий резонанс  $\gamma$ -излучения в доплеровской линии ядер можно получить при воздействии световой волны на электронный переход атома (двойной  $\gamma$ - и оптический резонанс<sup>4</sup>). Возбуждение электронной оболочки атома не влияет каким-либо образом на ядерные переходы. Ситуация существенно меняется, если устроить «отток» селективно возбужденных световой волной атомов (возбуждены атомы с  $\mathbf{k}_0 v = \omega - \omega_0$ ). Это можно сделать путем фотониозации только возбужденных атомов дополнительным лазерным излучением и последующего вывода ионов небольшим электрическим полем. Из-за возникающего недостатка ядер с резонансной скоростью в доплеровской линии ядерного перехода возникает узкий провал, который можно обнаружить по минимуму поглощения  $\gamma$ -излучения от мёссбауэровского источника при  $(\omega_\gamma/\omega_0) k_0 v = -\Delta_\gamma$ . Это позволяет проводить измерение энергии отдачи с относительной точностью  $10^{-8}$ .





Возбуждение ядра атома в молекуле должно приводить к изменению колебательных частот молекулы, поскольку энергия возбуждения  $\Delta E$  эквивалентна увеличению массы ядра на величину  $\Delta m = c^{-2} \Delta E$ . Возникающий изомерный сдвиг в колебательно-вращательном спектре меньше или одного порядка с доплеровским уширением. Поэтому его можно обнаружить лишь современными методами лазерной спектроскопии внутри доплеровской ширины. Таким способом можно разрешать ядерные уровни с расстоянием  $\sim 1$  кэв, а величину энергии ядра определять с точностью  $\sim 10$  эв.

Изомерный сдвиг, обусловленный возбуждением ядра, проявляется и в атомных спектрах из-за слабого электрон-нейтронного взаимодействия. Величина изомерных сдвигов в атомном спектре может значительно превышать доплеровскую ширину, что позволяет селективно возбуждать лазерным излучением только атомы с возбужденным ядром. Физическое выделение изомеров опять-таки можно осуществить путем фотоионизации возбужденных атомов дополнительным лазерным излучением и сбора ионов <sup>6</sup>. Отметим, что селективная двухступенчатая фотоионизация атомов определенного сорта лазерным излучением впервые была продемонстрирована в работе <sup>7</sup>. Этот метод применим для быстрого разделения изомеров с временами жизни до  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  сек, т. е. в  $10^7$ — $10^9$  раз быстрее, чем существующими методами ядерной химии. Его можно использовать для создания инверсии на ядерных переходах с малым временем жизни возбужденных состояний <sup>8</sup>.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Mössbauer, Zs. Phys. 151, 124 (1958).
2. В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 6, 587 (1967).
3. В. С. Летохов, *ibid.* 16, 428 (1972).
4. V. S. Letokhov, Phys. Lett. 43A, 179 (1973).
5. V. S. Letokhov, *ibid.* A41, 333 (1972).
6. V. S. Letokhov, Optics Comm. 7, 59 (1973).
7. Р. В. Амбарцумян, В. П. Калинин, В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 13, 305 (1971).
8. В. С. Летохов, ЖЭТФ 64, 1555 (1973).
9. V. S. Letokhov. Phys. Rev. Lettero 30, 729 (1973).