

УДК 621.373 826

## О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ГАММА-ЛАЗЕРА

*Ю. А. Ильинский, Р. В. Хохлов*

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
2. Трудности в создании гамма-лазера
3. Использование долгоживущих изомеров
  - а) Температурное уширение
  - б) Магнитные диполь-дипольные взаимодействия ядер
  - в) Взаимодействие ядерного квадрупольного момента с градиентами электрического поля
  - г) Уширение, связанное с локальными химическими сдвигами
4. Использование короткоживущих изомеров
5. Изомеры с промежуточным временем жизни

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерная генерация в диапазоне длин волн  $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$  чрезвычайно заманчива с точки зрения возможных приложений такого жесткого, но в то же время монохроматического и когерентного излучения.

По мере прогресса в квантовой электронике индуцированное излучение и генерация были получены во все более коротковолновых участках спектра: сначала в радиодиалазоне, затем в инфракрасном и видимом и, наконец, в ультрафиолетовом. К настоящему времени граница достижений в этом направлении проходит вблизи значения  $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ . Дальнейшему продвижению в сторону коротких волн препятствуют существенные трудности, связанные с привлечением новых для квантовой электроники рабочих переходов, которые пытаются преодолеть большое число исследовательских групп.

Для генерации излучения с длиной волны  $\lambda = 1 \text{ \AA}$  и короче, как показывает анализ, должны быть использованы внутриядерные переходы.

Возможность создания ядерного лазера или, как его иногда называют, празера, была высказана в литературе и обсуждалась в начале шестидесятых годов [1-3].

Для создания инверсной заселенности энергетических уровней, что необходимо для получения генерации, предполагалось использовать долгоживущие изомеры и переходы между уровнями, происходящие без отдачи энергии на поступательное движение ядра (мессбауэровские переходы).

Очень скоро на этом пути были выявлены казавшиеся в то время непреодолимыми трудности, и интерес к проблеме гамма-лазера пропал на многие годы. Развитие физики последнего десятилетия позволило, однако, по-иному отнестись к возникшим трудностям и вновь вернуться к этой проблеме.

## 2. ТРУДНОСТИ В СОЗДАНИИ ГАММА-ЛАЗЕРА

Рассмотрим основные трудности, стоящие на пути создания гамма-лазера [4–7].

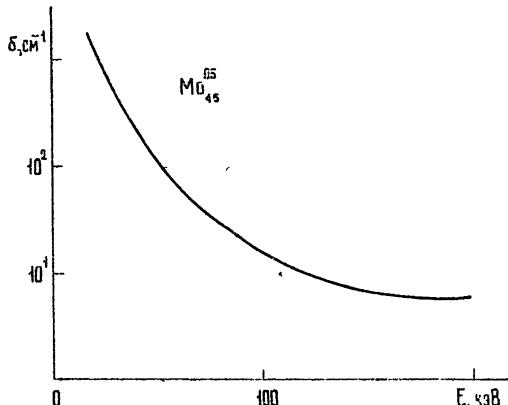
Если имеется столбик вещества длиной  $l$  с возбужденными ядрами, то интенсивность гамма-излучения с торца такого столбика определяется выражением

$$I = I_0 G, \quad G = \frac{\exp(\beta - \delta) l - 1}{(\beta - \delta) l}. \quad (1)$$

Здесь  $I_0$  — интенсивность спонтанного излучения,  $\beta$  — коэффициент усиления из-за вынужденного испускания, а  $\delta$  — коэффициент поглощения излучения в веществе. Отличие коэффициента  $G$  от единицы характеризует степень проявления в процессе излучения вынужденного испускания. Для того, чтобы вынужденное испускание играло заметную роль, необходимо, чтобы было  $\beta l > \delta l$ .

Поглощение гамма-излучения в элементах, расположенных в середине менделеевской таблицы для энергий гамма-квантов вплоть до 200 кэВ (это значение является верхним пределом для осуществимости мессбауэровских переходов), определяется, главным образом, фотоэффектом. На рис. 1 изображена зависимость коэффициента поглощения от энергии кванта  $E$  для молибдена, которая является типичной. Поглощение монотонно падает до энергии порядка 1 мэВ, а затем резко растет из-за образования электронно-позитронных пар. Поэтому энергия 1 мэВ может считаться естественным пределом энергии кванта лазера. Для ядерного лазера с использованием эффекта Мессбауэра этот предел лежит еще ниже, так как при  $E > 100$  кэВ резко уменьшается фактор  $f$  (см. ниже), определяющий долю ядер, совершающих мессбауэровский переход без отдачи.

Рис. 1. Типичная зависимость коэффициента поглощения от энергии гамма-квантов.



Из рис. 1 можно видеть первую трудность, стоящую на пути создания гамма-лазера — сильное поглощение гамма-излучения в веществе. Такое поглощение должноineизбежно сопровождаться сильным нагревом, что, как будет видно из дальнейшего, выводит систему из необходимых условий.

Трудность, связанную с высоким поглощением, можно частично преодолеть, если использовать так называемый эффект Бормана [8].

Этот эффект заключается в том, что для определенных типов попечерного распределения поля (определенные моды) поглощение существенно (приблизительно на два порядка) уменьшается. Повышенная прозрачность кристалла реализуется для мод, у которых электрическое поле имеет узлы в узлах решетки, где плотности электронных облаков максимальны, так что пучности поля расположены между ними. Факт равенства нулю электрического поля на ядрах, казалось бы, делает невозможным использование бормановских мод для получения вынуж-

денного излучения. Однако это положение справедливо только для дипольных рабочих переходов типа E1. Если рабочие переходы имеют типы M1, E2, M2 и т. д., факт равенства нулю электрического поля на ядрах не означает отсутствие усиления [9, 10]. Таким образом, использование бормановских мод дает возможность преодолеть трудность, связанную с сильным поглощением кристаллами гамма-излучения и, как показывает анализ, позволяет ориентироваться на коэффициент поглощения  $\delta$  порядка  $1 \text{ см}^{-1}$ .

Это означает, что для создания условий, при которых эффекты вынужденного испускания играли бы заметную роль, необходимо получить значение коэффициента усиления  $\beta$  порядка  $1 \text{ см}^{-1}$ .

Вторая трудность в создании гамма-лазера заключается в достижении таких значений для коэффициента  $\beta$ .

Коэффициент резонансного усиления определяется соотношением

$$\beta = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{\Gamma\tau} \frac{f}{1+\alpha} \left( N_2 - \frac{g_1}{g_2} N_1 \right). \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma$  — ширина линии испускания,  $\tau$  — время жизни верхнего уровня,  $\alpha$  — коэффициент внутренней конверсии,  $N_{1,2}$  — число ядер, находящихся на нижнем (1) и на верхнем (2) уровнях,  $f$  — доля ядер, совершающих мессбауэровские переходы,  $g_{1,2}$  — кратности вырождения нижнего и верхнего уровней.

Если подставить в (2) оценочные значения  $\lambda = 10^{-9} \text{ см}$  ( $E = 100 \text{ кэВ}$ ),  $\Gamma\tau \approx 1$ ,  $\alpha = 1$ ,  $f \approx 1$ ,  $N \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , то получим для  $\beta$  значение порядка  $10^4 \text{ см}^{-1}$ . С этой оптимистической оценкой и связывались надежды первых авторов в начале 60-х годов [1].

Трудность здесь заключается в том, что либо  $\Gamma\tau \gg 1$ , либо  $N_2 \ll 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Действительно, зависимость ширины линии испускания  $\Gamma$  от времени жизни верхнего уровня  $\tau$  показана на рис. 2. Из этого рисунка видно, что для времени жизни  $\tau < 10^{-5} \text{ с}$  значение фактора

$\Gamma\tau \sim 1$  и ширина линии является естественной, т. е. связанной с принципом неопределенности. Для времен жизни  $\tau > 10^{-5} \text{ с}$  линия из-за проявления различных факторов испытывает уширение по сравнению с естественной шириной. Ширина линии практически не зависит от  $\tau$  и составляет около  $10^5 \text{ Гц}$ , так что  $\Gamma\tau \gg 1$ .

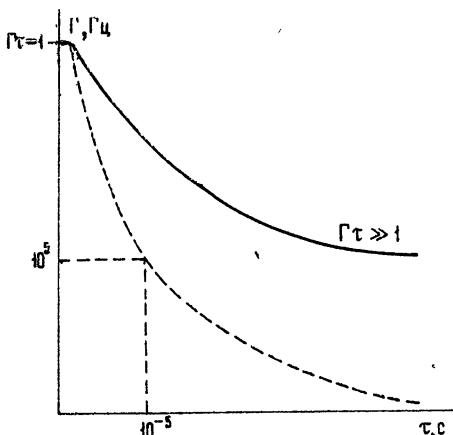


Рис. 2. Ширина линии как функция времени жизни переходов.

Отсюда вытекают два крайних подхода к достижению высоких коэффициентов усиления.

1) Использование долгоживущих изомеров с их разделением традиционными методами. При этом может быть относительно легко получено значение  $N_2 \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , однако фактор  $\Gamma\tau$  без дополнительных ухищрений велик, следовательно, коэффициент усиления малый. Для получения значительных коэффициентов усиления необходимо отыска-

ние методов подавления механизмов, приводящих к уширению линии. Отыскание таких методов и составляет основное содержание первого подхода.

2) Использование короткоживущих изомеров с  $\tau < 10^{-5}$  с, когда  $G\tau \sim 1$ . В этом случае получение достаточно высоких значений  $N_2$  наталкивается на очень серьезные трудности. Этот подход [6, 7] предполагает непосредственную импульсную подкачку рабочего вещества нейтронами или излучением другого типа. Оценки, однако, показывают, что плотность накачки (за время  $\tau$ ) должна быть очень велика и пока выходит за пределы реального.

3) Возможно и промежуточное направление [11], когда используются времена жизни  $\tau \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$  с с импульсной подкачкой, т. е. эффект уширения линии еще не очень сильно подавляет усиление. В этом случае требуется меньшая плотность накачки, чем при использовании короткоживущих изомеров, но остаются трудности, связанные с достаточно быстрым разделением изотопов и изомеров, охлаждением и кристаллизацией вещества. Остановимся подробнее на обоих этих подходах и наметившихся путях преодоления трудностей.

### 3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДОЛГОЖИВУЩИХ ИЗОМЕРОВ

Если ориентироваться на значения коэффициента  $\beta$  порядка  $1 \text{ см}^{-1}$  и на время жизни уровня порядка  $10^5$  с (это время необходимо для приготовления рабочего кристалла и помещения его в надлежащие условия при обычной процедуре выращивания кристаллов), то значение ширины линии не должно превышать десятой доли герца. Это означает, что необходимо подавить шесть порядков в уширении линии, а еще лучше сузить линию до естественной ширины, что составляет десять порядков. Это очень сложная задача, для реального выполнения которой необходимо серьезное и длительное всестороннее исследование.

Рассмотрим основные механизмы уширения мессбауэровской линии и возможные методы уменьшения их влияния.

а) *Температурное уширение*. Это уширение мессбауэровской линии, связанное с тепловыми колебаниями решетки. При низких температурах оно определяется соотношением [12]

$$\Gamma = \frac{288 \pi^7}{7} \left( \frac{E}{2mc^2} \right)^2 \left( \frac{T}{\theta} \right)^6 \frac{kT}{h}, \quad (3)$$

где  $\theta$  — температура Дебая кристалла.

Подстановка в это соотношение оценочных значений параметров показывает, что при температурах порядка 1 К ширина линии может иметь величину порядка сотых долей герца и меньше. Таким образом, помещением образцов в условия низких температур уширения этого типа могут быть исключены.

б) *Магнитные диполь-дипольные взаимодействия ядер*. Это взаимодействие приводит к уширению порядка  $10^4 - 10^5$  Гц. Если кристалл является идеальным, то, казалось бы, помещая его в достаточно сильное магнитное поле и поляризуя ядерные диполи в одном направлении, мы можем исключить уширение, так как все ядра при этом находятся в одинаковых условиях. Однако это не так. При всех условиях неконтролируемая часть ядер находится в верхнем состоянии и часть — в нижнем. Моменты в этих состояниях имеют различную величину. Поэтому в магнитном отношении кристалл принципиально неоднороден, что ведет к уширению линии.

К счастью, этот механизм уширения может быть в значительной степени подавлен методами усреднения [13—15], идея которых впервые

была использована в физике ядерного магнитного резонанса. Суть этих методов сводится к тому, что ядра поворачиваются в пространстве специально подобранными радиочастотными полями таким образом, что за конечное время они занимают с равной вероятностью каждую из трех взаимно-перпендикулярных ориентаций.

Гамильтониан диполь-дипольного взаимодействия ядер имеет вид

$$H \sim (II' - 3I_z I'_z). \quad (4)$$

Вращение ядер на  $\pi/2$  радиочастотным импульсом приводит к тому, что этот гамильтониан заменяется на

$$H \sim (II' - 3I_x I'_x), \quad (5)$$

а затем еще одно вращение на  $\pi/2$  приводит к

$$H \sim (II' - 3I_y I'_y). \quad (6)$$

Складывая (4), (5) и (6), получим  $\bar{H} = 0$ , т. е. в результате этой процедуры среднее взаимодействие равно нулю и не возмущает в среднем энергетические уровни.

Таким образом, каждое ядро помещается в одинаковые условия, локальная магнитная неоднородность снимается и линия испускания сужается.

В ЯМР таким способом удается сужать линии на несколько порядков. Для гамма-резонанса пока экспериментальных результатов не получено, но можно надеяться на такой же результат. Конечно, в отличие от ЯМР в этом случае надо учитывать ядра в верхнем и нижнем состоянии, и радиочастотное поле должно вращать и те и другие.

*в) Взаимодействие ядерного квадрупольного момента с градиентами электрического поля* [5, 6]. В идеальных кубических кристаллах локальный сдвиг частоты, связанный со взаимодействием такого типа, отсутствует, но любые дефекты ведут к таким сдвигам и, следовательно, линия испускания подвергается неоднородному уширению. Естественно думать, что методы усреднения, основанные на пространственном вращении ядер, будут эффективны и для взаимодействий этого типа. Действительно, анализ показывает [5, 13], что радиочастотное поле, используемое для подавления магнитных взаимодействий ядер, подавляет одновременно и взаимодействие квадрупольных моментов ядер с градиентами электрических полей. Таким образом, и этот механизм неоднородного уширения линии может быть в значительной степени исключен.

*г) Уширение, связанное с локальными химическими сдвигами.* Этот тип уширения линии возникает, если кристалл содержит структурные дефекты и примеси. С уширениями такого типа можно бороться двумя путями: либо используя достаточно совершенные (бездефектные) кристаллы, либо создавая внешние условия (радиочастотное поле, сильное магнитное поле, температура), при которых локальный химический сдвиг компенсируется магнитным сдвигом одной из компонент сверхтонкой структуры [16, 17].

При определенных условиях роста кристаллов преобладающими дефектами при выращивании почти идеальных кристаллов являются винтовые дислокации. Поле деформаций вокруг оси такой дислокации спадает по закону  $r^{-1}$ . Из соображений симметрии следует, что вдали от оси винтовой дислокации химический сдвиг частоты определяется соотношением [5]

$$\Gamma_x = \Gamma_{x_0} (a/r)^2, \quad (7)$$

где  $\Gamma_{x0}$  — значение химического сдвига на оси дислокации, а  $a$  — межатомное расстояние. Если принять для  $\Gamma_{x0}$  типичное значение  $3 \cdot 10^7 \text{ Гц}$ , а для допустимого  $\Gamma_x$  — сотую часть герца, то ядра с существенным частотным сдвигом охватывают область вокруг оси дислокации с  $r/a = 5 \cdot 10^4$ , что соответствует плотности дислокаций порядка  $3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ . Такое значение плотности дислокаций вполне реализуемо.

Аналогичные оценки для дислокаций краевого типа приводят к заключению, что их кристалл не должен содержать совсем. Количество точечных дефектов не должно превышать  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Идея компенсации химического сдвига магнитным сдвигом в противоположную сторону одной из компонент сверхтонкой структуры основана на том, что магнитное взаимодействие ядер и электронов, которое определяет величину магнитного сдвига, пропорционально спиновой плотности. Спиновая плотность, в свою очередь, определяется плотностью электронов. Этой же плотностью определяется и химический сдвиг. Таким образом, имеет место пропорциональность химического сдвига и сдвига одной из компонент сверхтонкой структуры:

$$\Gamma_x = \xi \Gamma_{\text{ст с}}. \quad (8)$$

Коэффициент  $\xi$  является функцией температуры магнитного поля и может управляться внешним радиочастотным полем. Подбором этих параметров коэффициент  $\xi$  может быть сделан равным минус единице, и, следовательно, для одной из компонент сверхтонкой структуры линии химический сдвиг может быть скомпенсирован во всем объеме вещества. Таким образом, используя достаточно совершенные кристаллы или компенсацию магнитным сдвигом, можно подавить механизм уширения мессбауэровской линии, связанный с химическим сдвигом. Использование низких температур и усреднение диполь-дипольных и квадрупольных взаимодействий с помощью радиочастотного поля позволяет надеяться подавить или сильно ослабить и другие причины уширения линии. Все это позволяет надеяться на приближение к тем условиям, когда будут выполняться условия для генерации гамма-лазера на основе долгоживущих изомеров.

#### 4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОРОТКОЖИВУЩИХ ИЗОМЕРОВ

В работах [6, 7] Гольданский и Каган впервые проанализировали возможность осуществления ядерного гамма-лазера на переходах обычного мессбауэровского типа с временем жизни  $\tau \sim 10^{-4} \div 10^{-6} \text{ с}$ , когда линия испускания имеет естественную ширину. Инверсионную заселенность при этом предлагается создавать в результате импульсного радиационного захвата нейтронов.

Анализ показывает, что такая схема накладывает очень жесткие и часто противоречивые требования на допустимый разогрев рабочего вещества, параметры энергетических уровней и плотность потока нейтронов. В работах [6, 7] показано, что недопустимого разогрева, связанного с радиационным захватом нейтронов и каскадными гамма-квантами, можно избежать, если рабочие ядра вводить в малой концентрации порядка  $10^{-3} \div 10^{-4}$  в легкие матрицы типа бериллия, а сам лазер изготавливать в виде тонких игл с отношением диаметра к длине около  $10^{-3} \div 10^{-4}$  и диаметром  $10^{-8} \div 10^{-4} \text{ см}$ .

Для создания инверсной заселенности требуются очень большие интегральные потоки нейтронов накачки, достигающие порядка  $10^{20} \text{ см}^{-2}$  за время меньше времени жизни.

Столь высокие потоки нейтронов в настоящее время получаются только при ядерном взрыве. Однако они могут быть на несколько

порядков уменьшены различными путями. Один из способов уменьшения требуемых потоков нейтронов состоит в так называемом двухстадийном возбуждении ядер [18]. При этом на первой стадии происходит радиационный захват нейтронов в первой мишени, а излученные гамма-кванты затем захватываются ядрами рабочего тела лазера во второй мишени. Из-за того, что сечение захвата резонансных гамма-квантов много больше сечения захвата нейтронов, плотность возбужденных ядер во второй мишени для оптимально подобранных переходов может на два порядка превышать плотность возбужденных ядер в первой мишени.

Второй способ основан на идее возбуждения ядер нейтронами на поверхности высокодисперсных систем, отделения возбужденных ядер за счет эффекта отдачи с последующим быстрым сбором их с помощью сверхзвуковых струй или другими методами [6] (см. схематический рис. 3).

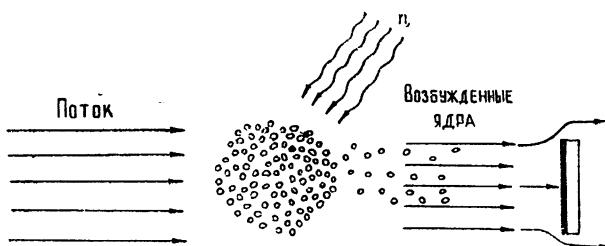


Рис. 3. Схема выделения возбужденных ядер с помощью сверхзвуковой струи.

Для создания импульсных потоков нейтронов, достаточных для накачки гамма-лазера на короткоживущих изомерах, предложено использовать микровзрывы делящихся тяжелых элементов в условиях сверхплотного сжатия за счет высокотемпературного испарения при облучении мишени из делящихся элементов излучением обычных лазеров [19]. При таких микровзрывах, по-видимому, могут быть получены потоки нейтронов до  $10^{17} \text{ см}^{-2}$  за  $10^{-10} \text{ с}$  и эти потоки могут быть использованы для накачки ядерного лазера. Имеются и другие пути\* создания импульсных источников нейтронов с высокой интенсивностью. Именно необходимость использования очень интенсивных нейтронных потоков является основной трудностью на пути создания гамма-лазера на изомерах с временем жизни меньше  $10^{-2} \text{ с}$ .

## 5. ИЗОМЕРЫ С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ ВРЕМЕНЕМ ЖИЗНИ

Поскольку в двух крайних случаях возникают большие трудности на пути к созданию гамма-лазера, естественно обратиться к промежуточным по времени жизни изомерам с временем жизни от  $10^{-2}$  до десятков секунд и больше.

Усовершенствование существующих импульсных источников нейтронов и создание в ближайшем будущем импульсных источников нейтронов, работающих на новых принципах, позволяет надеяться, что проблема накачки может быть решена для таких времен жизни.

Проблема состоит в быстром выделении возбужденного изомера, сборе активных атомов, охлаждении и выращивании достаточно совершенного кристалла.

\* Например — использование «плазменного фокуса».

Один из предложенных методов [11] состоит в быстром извлечении возбужденных ядер из мишени путем быстрого испарения ее коротким лазерным импульсом. Для малоинерционного отбора активных ядер из газовой струи продуктов испарения предлагается использовать метод двухступенчатой ионизации, хорошо зарекомендовавший уже себя в задачах разделения изотопов. Он состоит в том, что атомы, содержащие возбужденные ядра, резонансно возбуждаются лазером, а дальнейшее выделение этих атомов осуществляется путем фотоионизации их еще одним лазерным импульсом. После этого ионы с нужными ядрами собираются электромагнитной фокусирующей системой (см. рис. 4).

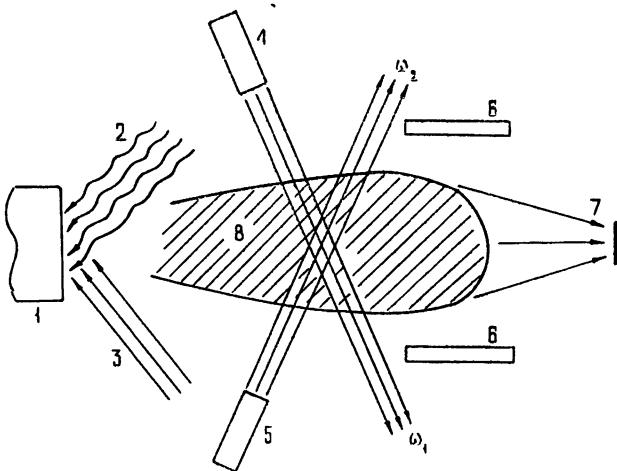


Рис. 4. Схема лазерного разделения изомеров:

1 — мишень, 2 — поток нейтронов, 3 — лазерный пучок, 4 — перестраиваемый по частоте лазер, 5 — ультрафиолетовый лазер, 6 — фокусирующая система, 7 — атомы с возбужденными ядрами, 8 — смесь атомов.

Для накачки гамма-лазера предлагалось использовать не только нейтроны, но и характеристическое рентгеновское излучение [11], и синхротронное излучение [20]. Однако и в этом случае требуемая интенсивность накачки превышает современные возможности\*.

Развитие лазерных методов разделения изотопов и изомеров, можно надеяться, позволит в будущем достаточно быстро выделять возбужденный изомер, но остаются проблемы быстрого охлаждения\*\* и кристаллизации. Одной из возможностей в этом направлении может быть кристаллизация при прохождении ударной волны по веществу [21, 22].

Заметим также, что в случае изомеров с промежуточными временами жизни могут оказаться необходимыми методы искусственного сужения линии, рассмотренные в предыдущем разделе.

Как следует из изложенного, создание гамма-лазера представляет собой очень сложную проблему. Очень много вопросов в этом направлении еще не решено даже принципиально. Тем не менее работы по проблеме гамма-лазера, выполненные в последние годы, показали,

\* Перспективным является использование сверхплотного скатия для получения короткой мощной вспышки накачивающего импульса гамма-лучей [22, 23].

\*\* Для охлаждения газов и прозрачных конденсированных сред целесообразно использовать метод лазерного охлаждения [24].

что имеется еще много возможностей и путей, чтобы приблизиться к условиям, когда начнется вынужденное гамма-излучение.

Для того, чтобы этого достигнуть, надо решить еще много физических и чисто технических вопросов. Причем решение этих вопросов имеет большое значение не только для самой проблемы гамма-лазера, но и для различных областей физики (сужение мессбауэровской линии, спектроскопия возбужденных состояний ядер, магнитные и квадрупольные моменты возбужденных состояний ядер и т. д.).

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Ривлин. Заявки на изобретение № 397278 от 16 января 1967 г. и № 710508 от 1 апреля 1967 г.
2. W. Vali, V. Vali, Proc. IEEE, 51, 182 (1963).
3. G. C. Baldwin, J. P. Neissel, J. H. Teghunie, L. Tonks, Proc. IEEE, 51, 1247 (1963).
4. Р. В. Хохлов, Письма в ЖЭТФ, 15, 580 (1972).
5. Ю. А. Ильинский, Р. В. Хохлов, УФН, 110, 449 (1973).
6. В. И. Гольданский, Ю. М. Каган, УФН, 110, 445 (1973).
7. В. И. Гольданский, Ю. М. Каган, ЖЭТФ, 64, 90 (1973).
8. J. Bogtaa, Phys. Zeit., 42, 157 (1941).
9. Ю. М. Каган, Письма в ЖЭТФ, 20, 27 (1974).
10. А. В. Андреев, Ю. А. Ильинский, ЖЭТФ, 68, 811 (1975).
11. В. С. Летохов, ЖЭТФ, 64, 1555 (1973).
12. Ю. М. Каган, ЖЭТФ, 47, 366 (1964).
13. Ю. А. Ильинский, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ, 65, 1619 (1973).
14. В. А. Намиот, Письма в ЖЭТФ, 18, 369 (1973).
15. А. В. Андреев, Ю. А. Ильинский, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ, 67, 1647 (1974).
16. В. И. Гольданский, С. В. Карягин, В. А. Намиот, Письма в ЖЭТФ, 19, 625 (1974).
17. Ю. М. Каган, Письма в ЖЭТФ, 19, 722 (1974).
18. В. И. Гольданский, Ю. М. Каган, В. И. Намиот, Письма в ЖЭТФ, 18, 61 (1973).
19. Г. А. Аскарьян, В. А. Намиот, М. С. Рабинович, Письма в ЖЭТФ, 17, 597 (1973); F. Winterberg, Nature, 241, 5390, 449 (1973).
20. В. Ф. Дмитриев, Э. В. Журях, ЖЭТФ, 67, 494 (1974).
21. Л. Г. Болховитинов, Докл. АН СССР, 130, 1044 (1960).
22. В. А. Белоконь, Доклад на Вавиловской конференции, г. Новосибирск, 1975.
23. В. А. Белоконь, Письма в ЖТФ, 1, 824 (1975).
24. A. Shawlow, Opt. Comm., 13, № 1, 68 (1975).

Московский государственный университет