

ТЕХНИКА

УДК 535.14:621.375.826

к.ф.-м.н., доц. **Гаркавенко А.С.**
(фирма «Гайстескрафт», г. Корнвестхайм, Германия)
д.т.н., проф. **Мокрицкий В.А.** (ОНПИ)

ПРИНЦИПЫ СОЗДАНИЯ МОЩНЫХ ГАММА-ЛАЗЕРОВ

Анализ имеющейся на сегодняшний день литературы показывает, что гамма – лазеры до сих пор не созданы потому, что с уменьшением длины волны лазерного перехода коэффициент усиления быстро уменьшается. Поэтому для очень коротких длин волн он оказывается слишком малым для выполнения условия самовозбуждения лазера. Преодоление указанной выше трудности возможно двумя путями: первый – использование большой мощности накачки. Например, использование потоков нейтронов от взрыва атомной бомбы, как это предлагалось ранее в США в программе стратегической оборонной инициативы (СОИ). Второй путь, предлагаемый в данной статье, – использование в качестве активной среды системы бозонов, в которой, предположительно, эта трудность не должна возникать.

Если систему бозонов рассматривать как газ невзаимодействующих частиц, подчиняющихся статистике Бозе-Эйнштейна и находящихся в равновесии, то из квантовой механики следует, что в такой системе невозможно создать инверсную населённость между собственными энергетическими уровнями, как необходимое условие генерации излучения. Однако, из результатов экспериментов следует, что при концентрации бозонов больше 10^{17} см^{-3} заметную роль в испускании и поглощении излучения начинают играть неупругие бозон-бозонные столкновения, в результате которых может изменяться внутреннее состояние сталкивающихся частиц. В результате таких столкновений энергия и импульс одного бозона передаются другому. Первый бозон аннигилирует с испусканием фотона, а второй переходит на более высокий энергетический уровень и в такой системе возможно создать инверсную населённость. При этом неупругое бозон-бозонное взаимодействие может приводить к смещению линии излучения в длинноволновую область спектра.

Предложены условия создания лазеров большой мощности двойного применения. Показано, что для их реализации применимы активные среды на основе неупругих взаимодействующих бозонов (атомных ядер с целым спином), генерирующих гамма-кванты. Возможными активными средами могут быть такие возбужденные ядра атомов с целым спином (бозоны), как, например, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{16}_8\text{O}$ и т. д. Представляет интерес такое неупругое взаимодействие ядер между собой, при котором происходит только их возбуждение и излучательная рекомбинация, но не происходит ядерных реакций. Для этого энергия возбуждения должна быть меньше энергии связи ядра. При этом не происходит изменения общего числа ядер (бозонов) в системе. Излучение имеет место в процессах перехода ядра из возбуждённого состояния в основное или в состояние с меньшей энергией возбуждения. Предложены теоретическая и аналитическая модели таких лазеров.

Ключевые слова: лазер, активная среда, бозон, атомное ядро, гамма-излучение.

Введение и анализ известных исследований. Известно, что активной средой большинства существующих лазеров являются фермионные системы. Коэффициент усиления для них имеет вид [1]:

$$\alpha(\omega) = \frac{\hbar\omega}{c} B_{mm} g(\omega) (n_m - \frac{g_m}{g_n} n_n), \quad (1)$$

где \hbar – постоянная Планка; c – скорость света; ω – частота излучения; $g(\omega)$ – формфактор; характеризующий уширение спектральной линии; n_m, n_n, g_m, g_n – число частиц в единице

объёма активной среды на уровнях m и n и статистические веса уровней m и n , соответственно; V_{mn} – коэффициент Эйнштейна для вынужденных переходов.

Зависимость (1) от частоты сводится к виду:

$$\alpha(\omega) = \frac{(n_m - n_n)}{V\tau \frac{\omega^3}{\pi^2 c^3}} \sim \frac{1}{\omega^3} \sim \lambda^3, \quad (2)$$

где λ – длина волны излучения; V – объём активной среды лазера; τ – радиационное время жизни атома (по отношению к спонтанному испусканию).

В связи с многочисленными областями применения лазеров желательно обеспечить их работу на очень коротких длинах волн. Такая задача может быть решена созданием гамма-лазеров. Однако, как видно из (2), при уменьшении длины волны лазерного перехода λ коэффициент усиления быстро уменьшается и для очень коротких длин волн оказывается слишком малым для того, чтобы выполнялось условие самовозбуждения лазера. Это одна из принципиальных трудностей, возникающих на пути создания гамма – лазеров [2-10]. Возможными активными средами которых могут быть возбужденные ядра атомов, которые могут испускать гамма – лучи.

Анализ имеющейся на сегодняшний день литературы показывает, что гамма – лазеры до сих пор не созданы потому, что исследователи этой проблемы попадают в тупик, обусловленный формулой (2), из которой следует, что практическая реализация таких лазеров является трудной задачей [10-12]. Преодоление указанной выше трудности возможно двумя путями: первый – использование большой мощности накачки, например, потоки нейтронов от взрыва атомной бомбы, как это предлагалось ранее в американской (США) программе стратегической оборонной инициативы (СОИ) [2] или мощных источников рентгеновского излучения. Однако, необходимая плотность потока излучения накачки таких источников выходит за пределы возможностей современной аппаратуры [12-15]. Таким образом, такой путь сегодня еще никаких результатов не дал и генерация в гамма-диапазоне пока не осуществлена; второй путь, предлагаемый в данной статье, – это использование в качестве активной среды системы бозонов, в которой, предположительно, выше указанная трудность не должна возникать.

Если систему бозонов рассматривать как газ невзаимодействующих частиц, подчиняющихся статистике Бозе – Эйнштейна и находящихся в равновесии, то из квантовой механики следует, что в такой системе невозможно создать инверсную населённость между собственными энергетическими уровнями, как необходимое условие генерации излучения [3]. Однако, из результатов экспериментов следует, что при концентрации бозонов больше 10^{17} см^{-3} заметную роль в испускании и поглощении излучения начинают играть неупругие бозон – бозонные столкновения, в результате которых может изменяться внутреннее состояние сталкивающихся частиц [3]. В результате таких столкновений энергия и импульс одного бозона передаются другому. Первый бозон аннигилирует с испусканием фотона, а второй переходит на более высокий энергетический уровень и в такой системе возможно создать инверсную населённость. При этом неупругое бозон – бозонное взаимодействие может приводить к смещению линии излучения в длинноволновую область спектра [11].

Решение проблемы. Возможными активными средами могли бы быть такие возбужденные ядра атомов с целым спином (бозоны) как, например, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{16}_8\text{O}$ и т.д. Нас интересует только такое неупругое взаимодействие ядер между собой, при котором происходит только возбуждение ядер и их излучательная рекомбинация, но не происходит ядерных реакций. Для этого, энергия возбуждения должна быть меньше энергии связи ядра [12]. При этом не происходит изменения общего числа ядер (бозонов) в системе. Излучение имеет место в процессах перехода ядра из возбуждённого состояния в основное или в состояние с меньшей энергией возбуждения.

Рассмотрим, например, систему состоящую из ядер углерода $^{12}_6C$ со спином равным нулю и энергией связи $E = 92,163$ МэВ. Допустим, что им сообщена кинетическая энергия, достаточная для возбуждения этих ядер и их излучательной рекомбинации при неупругих столкновениях по реакции:



где γ – гамма-квант (фотон); $^{12}_6C^*$ – возбуждённое ядро углерода.

Известно, что вероятность перехода системы за единицу времени из возбуждённого состояния ψ^i в конечное не вырожденное состояние ψ^k равна [3]:

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} |F_{ki}|^2 \rho(E), \quad (4)$$

где $\rho(E)$ – число конечных состояний, приходящихся на единичный интервал энергии; F_{ki} – матричный элемент оператора возмущения \hat{F} :

$$F_{ki} = \int \psi_k^* \hat{F} \psi_i d\tau \quad (5)$$

Рассматривая столкновение в системе центра масс, воспользуемся известным соотношением для $\rho(E)$ [8]:

$$\rho(E) = \frac{4\pi p^2 V}{(2\pi\hbar)^3 v} (2S_{\text{я}} + 1)(2S_{\text{ч}} + 1), \quad (6)$$

где $S_{\text{я}}$ – спин ядра после столкновения; p , v и $S_{\text{ч}}$ – импульс, скорость и спин вылетающей из ядра после столкновения частицы; в нашем случае $p = p_{\text{ф}} = \hbar\omega/c$ – импульс фотона (гамма-кванта); $v = c$ – скорость фотона, равная скорости света; $S_{\text{я}} = S_{\text{я}}^*$ – спин ядра в возбуждённом состоянии, $S_{\text{ч}} = S_{\text{ф}} = 1$ – спин фотона.

Используя это, перепишем (6) в виде:

$$\rho(E) = \frac{3\omega^2 V}{2\pi^2 \hbar c^3} (2S_{\text{я}}^* + 1). \quad (7)$$

Подставляя (7) в (4), получим:

$$w = \frac{3|F_{ki}|^2 \omega^2 V}{\pi \hbar^2 c^3} (2S_{\text{я}}^* + 1). \quad (8)$$

С другой стороны, вероятность того, что ядро $^{12}_6C$ за единицу времени в результате неупругого рассеяния с таким же ядром превратится в возбуждённое ядро $^{12}_6C^*$ и при этом будет испущен фотон (гамма-квант), пропорциональна плотности потока сталкивающихся частиц n , их скорости v и эффективному сечению $\sigma_{i \rightarrow k}$ процесса, которому соответствует переход из возбуждённого состояния ψ_i в конечное ψ_k , равна:

$$w = \sigma_{i \rightarrow k} n v. \quad (9)$$

Приравнявая (8) и (9), найдём:

$$\sigma_{i \rightarrow k} = \frac{3|F_{ik}|^2 \omega^2 V}{\pi \hbar^2 c^3 n v} (2S_{\text{я}}^* + 1). \quad (10)$$

Считая, что число частиц в единице объёма $n = 1/V$ и учитывая, что входящие в матричный элемент F_{ik} волновые функции основного и возбуждённого состояний содержат нормировочный множитель $1/\sqrt{V}$, то объём V из конечного выражения для эффективного сечения выпадает. При этом (10) запишется так:

$$\sigma_{i \rightarrow k} = \frac{3|F_{ki}|^2 \omega^2 (2S_y^* + 1)}{\pi \hbar^2 c^3 \nu} . \quad (11)$$

Как отмечено выше, считаем, что конечное состояние возбуждённого ядра $^{12}_6\text{C}^*$ не вырождено, поэтому не нужно усреднять матричный элемент оператора возмущения F_{ki} по моменту импульса системы с учётом возможных проекций этого момента на заданное направление (ось z). Поскольку электрический дипольный момент лёгких ядер с равным числом протонов и нейтронов равен нулю (а это как раз наш случай), то за излучательные (радиационные) переходы в таких ядрах ответственны электрические квадрупольные моменты. В этой связи при рассматриваемом нами взаимодействии, а именно неупругом столкновении заряженных отталкивающихся ядер, квадрат матричного элемента F_{ki} имеет вид [8]:

$$|F_{ki}|^2 = |F_{ki}(0)|^2 \exp(-2\pi Z^2 e^2 / \hbar \nu), \quad (12)$$

где e – заряд электрона; \hbar – постоянная Планка;

$$|F_{ki}(0)|^2 = \frac{4\pi Z^4 e^2}{\hbar^2 \nu} |(x^2)_{ik}|^2 |E_k|, \quad (13)$$

где $|(x^2)_{ik}|^2$ – матричные элементы излучательных квадрупольных переходов; Z – заряд ядра; E_k – основной энергетический уровень ядра.

В процессе излучательной рекомбинации ядер $^{12}_6\text{C}$ инверсия населённости возникает автоматически, т.к. они являются бозонами (спин равен нулю). Отсутствие запрета Паули для них делает возможным накопление неограниченного числа таких частиц на верхнем возбуждённом энергетическом уровне [4,5]. Поэтому, разделив правую и левую части формулы (11) на объём V и одновременно умножив их на полное число ядер N , находящихся на верхнем возбуждённом энергетическом уровне, и учитывая (12), получим следующее выражение для коэффициента усиления вынужденного гамма-излучения:

$$\alpha(\omega) = \frac{3|F_{ki}(0)|^2 (2S_y^* + 1) N \omega^2 \exp(-2\pi Z^2 e^2 / \hbar \nu)}{\pi \hbar^2 c^3 \nu V} . \quad (14)$$

Как видно из (14) частотная зависимость коэффициента усиления для систем неупруго взаимодействующих бозонов резко отличается от аналогичного коэффициента для фермионных систем (2). Соответственно, исчезает главная принципиальная трудность создания гамма-лазера. Отсюда следует, что гамма-лазеры надо создавать на основе таких активных сред, как рассмотренные в этой статье ядра углерода $^{12}_6\text{C}$.

Обсуждение результатов. Ранее нами была рассмотрена активная среда на основе атомов позитрония в полупроводниковых кристаллах сульфида кадмия, которую также можно использовать для создания гамма-лазеров [7]. Однако, из-за некоторых ограничений принципиального характера (экситонно-плазменного фазового перехода Мотта) такие лазеры ограничены по мощности когерентного гамма-излучения [7]. Рассмотренная выше активная среда из ядер углерода таких ограничений не имеет. Коэффициент усиления вынужденного излучения в такой среде может достигать $\alpha \sim 30 \text{ см}^{-1}$. Известно, что для осуществления лазерной генерации необходимо и достаточно, чтобы коэффициент усиления α был больше коэффициента потерь α_n :

$$\alpha > \alpha_n = \alpha_{яф} + \alpha_p + \alpha_k + \alpha_\delta , \quad (15)$$

где, в нашем случае, $\alpha_{яф}$ – потери излучения за счёт ядерного фотоэффекта; α_p – потери излучения на его рассеяние и поглощение в активной среде; α_k – потери излучения за счёт эффекта Комптона; α_δ – дифракционные потери.

Для выполнения условия (15) необходимо использовать резонатор, создающий положительную обратную связь. Решение проблемы резонатора для гамма-излучения в кристаллах возможно на основе принципа распределённой обратной связи (РОС) [6,11,12]. Использование РОС даёт возможность сужения линии генерации и уменьшения угла расходимости излучения [16]. Если же активной средой является, например, газ, то в данном случае проблема резонатора ещё не решена. Однако, если коэффициент усиления вынужденного излучения будет значительно превышать его потери, можно обойтись вообще без резонатора.

Выводы.

Таким образом, проведенное выше исследование показывает:

- существует принципиальная возможность создания гамма-лазеров;
- такие лазеры не ограничены по мощности излучения и могут использоваться не только в научно-исследовательских целях, но и в качестве лазерного оружия.
- аналогичный результат можно получить и другим путём, например, рассмотрев кинетическое уравнение Больцмана для изменения числа фотонов (гамма-квантов) $n_{\bar{\gamma}}$ за счёт неупругого ядерно-ядерного рассеяния с учётом только парных взаимодействий, как это было сделано при рассмотрении рекомбинации экситонов высокой концентрации [5,9].

ЛИТЕРАТУРА:

1. Страховский Г.М., Успенский А.В. Основы квантовой электроники. – Москва: Высшая школа. – 1979.
2. Зегвельд В., Энциг К. Стратегическая оборонная инициатива: технологический прорыв или экономическая авантюра. – Москва: Прогресс. – 1989.
3. Грибковский В.П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. – Минск: Наука и техника. – 1975.
4. Гаркавенко А.С. Радиационная модификация физических свойств широкозонных полупроводников и создание на их основе лазеров большой мощности. – Львов: ЗУКЦ. – 2012, 164 с.
5. Гаркавенко А.С. Скоростные уравнения экситонного лазера // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2011. – № 3 (91). – С. 14-16.
6. Хакен Г. Лазерная светодинамика. – Москва: Мир. – 1988.
7. Гаркавенко А.С. Немессбауэровский гамма-лазер на основе прямозонных полупроводниковых соединений // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2001. – № 4-5. – С. 56-59.
8. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. – Т.1. – Москва: Мир. – 1971.
9. Молчанов А.Г., Попов Ю.М., Трунилин А.М. Квантовая электроника // Москва: Высшая школа. – 1974. – Том 1, номер 5. – С. 1258-1261.
10. Элтон Р. Рентгеновские лазеры. – Москва: Мир. – 1994.
11. Гаркавенко О.С., Ленков С.В., Мокрицький В.А., Пашков А.С. Напівпровідникові лазери з електронним накачуванням. Т.1. Механізм генерації. Властивості випромінювання – Одеса: – Поліграф, 2006, 442 с.
12. Гаркавенко О.С., Ленков С.В., Мокрицький В.А., Видолоб В.В. Напівпровідникові лазери з електронним накачуванням. Т.2. Активні середовища. Розробка приладів. – Одеса: Поліграф, 2006, 456 с.
13. Задерновский А.А. Гамма-лазер со скрытой инверсией населённости ядерных состояний // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2009. – т.1, № 1 – 2. – С.33 – 41.
14. Walker P.M., Carroll J.J. Ups and Downs of Nuclear Isomers // Physics Today. – 2005. – 58(6). – 39 – 45.
15. Zadernovsky A.A. Identification of prime nuclides for an active medium of gamma – ray laser // Laser Physics. – 2005. – 15(4). – 480 – 486.
16. Ривлин Л.А. Ядерный гамма – лазер: эволюция идеи // Квантовая электроника. – 2007. – 37(8). – 723 – 744.

REFERENCES:

1. Strakhovsky G.M., Uspensky A.V. (1979). Fundamentals of quantum electronics. Moscow: Vysshaya shkola (Graduate School).

2. Zegveld V., Enzig K. (1989). Strategic Defense Initiative: Technological Breakthrough or the Economic Adventure. Moscow: Progress.
3. Gribkovskiy V.P. (1975). The theory of absorption and emission of light in semiconductors. – Minsk: (Nauka i tekhnika) Science and technology.
4. Garkavenko A.S. (2012). Radiation modification of the physical properties of wide-gap semiconductors and the creation on their basis of high-power lasers. Lviv: ZUKC, 164 p.
5. Garkavenko A.S. (2011). Speed equations of an exciton laser. *Technology and design in electronic equipment*. № 3 (91). Pp. 14-16.
6. Haken G. (1988). The Laser Light Dynamics. - Moscow: Mir (Peace).
7. Garkavenko A.S. (2001). Non Mössbauer gamma laser based on direct-gap semiconductor compounds. *Technology and design in electronic equipment*. № 4-5. Pp. 56-59.
8. Bor O., Mottelson B. (1971). The structure of the atomic nucleus. T.1. Moscow: Mir (Peace).
9. Molchanov A.G., Popov Yu.M., Trunilin A.M. (1974). Quantum Electronics. Moscow: Vysshaya shkola (Graduate School). Vol. 1, No. 5. Pp. 1258-1261.
10. Elton R. (1994). X-ray lasers. Moscow: Mir (Peace).
11. Garkavenko O.S, Lenkov S.V, Mokritsky V.A. and Pashkov A.C. (2006). Semiconductor lasers with electronic pumping. Vol. 1. The mechanism of generation. Properties of radiation. Odessa: Polygraph, 442 p.
12. Garkavenko O.S., Lenkov S.V., Mokritsky V.A. and Vidolob V.V. (2006). Semiconductor lasers with electronic pumping. Vol. 2. Active environments. Instrument Development. Odessa: Polygraph, 456 p/
13. Zadernovskii A.A. (2009). Gamma laser with latent inversion of the population of nuclear states. *Radioelectronics. Nanosystems Information technology*. 1, No. 1-2. – P. 33.-41.
14. Walker P.M., Carroll J.J. Ups and Downs of Nuclear Isomers // *Physics Today*. – 2005. – 58(6). – 39 – 45.
15. Zadernovsky A.A. Identification of prime nuclides for an active medium of gamma – ray laser // *Laser Physics*. – 2005. – 15(4). – 480 – 486.
16. Rivlin L.A. Nuclear Gamma Laser: Evolution of Idea // *Quantum Electronics*. – 2007. – 37 (8). – 723-744.

д.ф.-м.н., доц. Гаркавенко О.С., д.т.н., проф. Мокріцький В.А.
ПРИНЦИПИ СТВОРЕННЯ ПОТУЖНИХ ГАММА-ЛАЗЕРІВ

Аналіз наявної на сьогоднішній день літератури показує, що гамма - лазери досі не створені тому, що зі зменшенням довжини хвилі лазерного переходу коефіцієнт посилення швидко зменшується. Тому для дуже коротких довжин хвиль він виявляється занадто малим для виконання умови самозбудження лазера.

Подолання зазначеної вище проблеми можливо двома шляхами: перший – використання великої потужності накачування. Наприклад, використання потоків нейтронів від вибуху атомної бомби, як це пропонувалося раніше в США в програмі стратегічної оборонної ініціативи (COI). Другий шлях, запропонований в даній статті, – використання в якості активного середовища системи бозонів, в якій, імовірно, ця трудність не повинна виникати.

Якщо систему бозонів розглядати як газ незв'язаних частинок, що підкоряються статистиці Бозе-Ейнштейна і знаходяться в рівновазі, то з квантової механіки випливає, що в такій системі неможливо створити інверсну населеність між власними енергетичними рівнями, як необхідну умову генерації випромінювання. Однак, з результатів експериментів випливає, що при концентрації бозонів більше 10^{17} см^{-3} помітну роль в випускненні і поглинанні випромінювання починають відігравати непружні бозон-бозонні зіткнення, в результаті яких може змінюватися внутрішній стан частинок, що зіткаються. В результаті таких зіткнень енергія і імпульс одного бозону передаються іншому. Перший бозон анігілює з випусканням фотона, а другий переходить на більш високий енергетичний рівень і в такій системі можливо створити інверсну населеність. При цьому непружна бозон-бозонна взаємодія може призводити до зміщення лінії випромінювання в довгохвильову область спектра.

Запропоновані умови створення лазерів великої потужності подвійного застосування. Показано, що для їх реалізації пристосовані активні середовища на основі непружнозв'язаних бозонів (атомних ядер з цілим спином), що генерують гамма-кванти. Запропоновані теоретична та практична моделі таких лазерів. Можливими активними середовищами можуть бути такі

збуджені ядра атомів з цілим спином (бозони) як, наприклад, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{16}_8\text{O}$ и т. п. Представляють інтерес така непружна взаємодія ядер між собою, при якій відбувається тільки збудження ядер та їх випромінювальна рекомбінація, але не відбуваються ядерні реакції. Для цього енергія збудження повинна бути менше енергії зв'язку ядра. При цьому не відбувається зміна загального числа ядер (бозонів) в системі. Випромінювання має місце в процесах переходу ядра із збудженого стану в основний чи стан з меншою енергією збудження. Запропоновані теоретична та аналітична моделі таких лазерів.

Ключові слова: лазер, активне середовище, бозон, атомне ядро, гамма-випромінювання.

prof. Harkavenko A.S., prof. Mokrickiy V.A.

PRINCIPLES OF CREATING POWERFUL GAMMA-LASERS

Analysis of the currently available literature shows that gamma lasers have not yet been created because a deadlock has arisen, conditioned by the fact that with the decrease of the wavelength of the laser transition, the amplification factor rapidly decreases. Therefore, for very short wavelengths, it is too small to satisfy the condition of self-excitation of the laser. Overcoming the mentioned difficulties is possible in two ways: the first is the use of high pump power. For example, the use of neutron fluxes from a nuclear bomb explosion, as suggested previously in the United States in the Strategic Defense Initiatives program (SDI). The second way which is proposed in this paper, is the use of a boson system as an active medium in which, presumably, this difficulty should not arise.

If a system of bosons is considered as a balanced gas of noninteracting particles obeying Bose-Einstein statistics, then according to quantum mechanics it follows that in such a system it is impossible to create an inverse population between own energy levels as a necessary condition for the generation of radiation. However, from the results of experiments it follows that, at a boson concentration of more than 10^{17} cm^{-3} , inelastic boson - boson collisions begin to play a significant role in the emission and absorption of radiation, as a result of which, the internal state of the colliding particles can change. As a result of such collisions, the energy and momentum of one boson is transferred to another. The first boson annihilates with the emission of a photon, and the second passes to a higher energy level and it is possible to create an inverse population in such a system. In this case, the inelastic boson-boson interaction can lead to a shift of the emission line to the longer-wave region of the spectrum.

The conditions for the creation of high-power dual-use lasers are proposed. It is shown that for their realization active media can be applied on the basis of inelastic-interacting bosons (atomic nuclei with integer spin) generating gamma quanta. Possible active media could be such excited nuclei of atoms with integer spins (bosons) such as, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{16}_8\text{O}$, etc. It is of interest that such inelastic interaction of nuclei with each other takes place, in which only excitation of nuclei and their radiative recombination occurs, but not nuclear reactions. For this, the excitation energy must be less than the binding energy of the nucleus. In this case, there is no change in the total number of nuclei (bosons) in the system. Radiation takes place in the processes of transition of the nucleus from the excited state to the ground state or to the state with a lower excitation energy. Theoretical and analytical models of such lasers are proposed.

Keywords: laser, active medium, boson, atomic nucleus, gamma radiation.