



РОССИЙСКОЕ АГЕНТСТВО
ПО ПАТЕНТАМ И ТОВАРНЫМ ЗНАКАМ

(19) **RU** (11) **2 069 925** (13) **C1**
(51) МПК⁶ **H 01 S 3/00, 3/10**

(12) ОПИСАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ К ПАТЕНТУ

(21), (22) Заявка: 4920798/25, 22.03.1991

(46) Опубликовано: 27.11.1996

(56) Список документов, цитированных в отчете о
поиске: Авторское свидетельство СССР N
1349645, кл. H 01 S 3/081, 1985.

(71) Заявитель(и):

Белорусская государственная политехническая
академия

(72) Автор(ы):

Смирнов В.С.,
Мальцев А.Г.,
Мальцев И.А.

(73) Патентообладатель(ли):

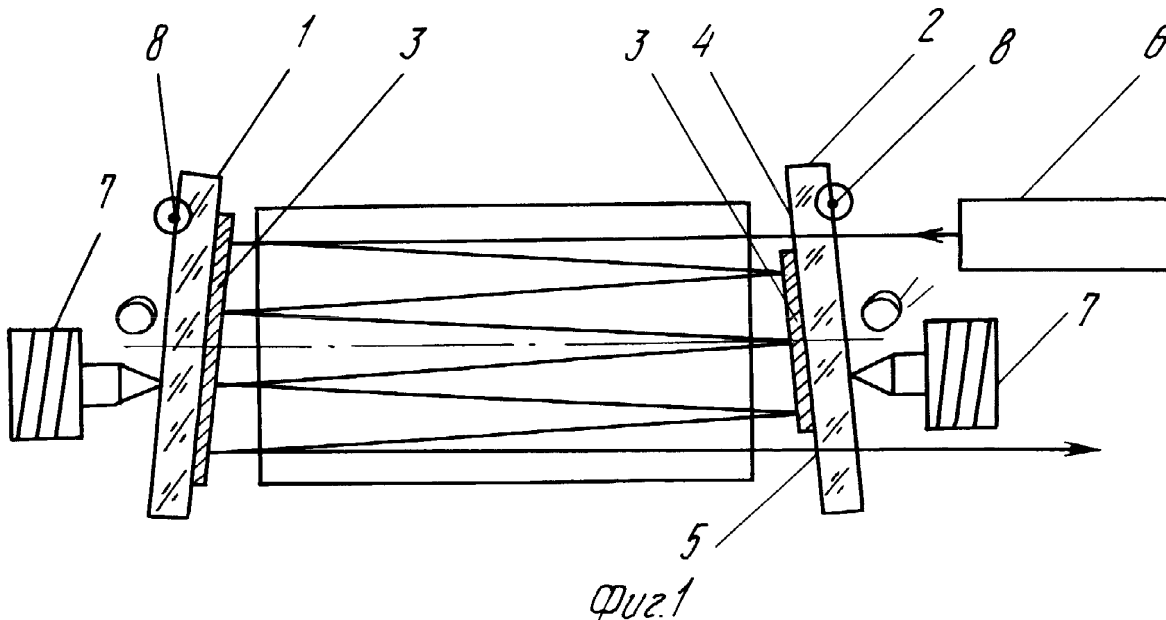
Белорусская государственная политехническая
академия

(54) СПОСОБ УПРАВЛЕНИЯ РАСХОДИМОСТЬЮ И ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ КОГЕРЕНТНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАНТОВЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

(57) Реферат:

Использование: область приборов квантовой
электроники и лазерной техники, в частности, для
получения световых пучков с заданной кривизной
волнового фронта и дифракционной
расходимостью в широком диапазоне лазерного
излучения, на любых активных средах. Сущность
изобретения: управление расходимостью и

волновым фронтом когерентного излучения в
квантовых усилителях достигается путем
управления пространственным распределением
диэлектрической восприимчивости усиливающей
среды за счет создания заданного
пространственного профиля накачки и
варьирования длины пути луча в среде. 2 ил.



RU 2 0 6 9 9 2 5 C 1

RU 2 0 6 9 9 2 5 C 1



RUSSIAN AGENCY
FOR PATENTS AND TRADEMARKS

(19) **RU** ⁽¹¹⁾ **2 069 925** ⁽¹³⁾ **C1**
(51) Int. Cl.⁶ **H 01 S 3/00, 3/10**

(12) **ABSTRACT OF INVENTION**

(21), (22) Application: 4920798/25, 22.03.1991

(46) Date of publication: 27.11.1996

(71) Applicant(s):
**Belorusskaja gosudarstvennaja
politekhničeskaja akademija**

(72) Inventor(s):
**Smirnov V.S.,
Mal'tsev A.G.,
Mal'tsev I.A.**

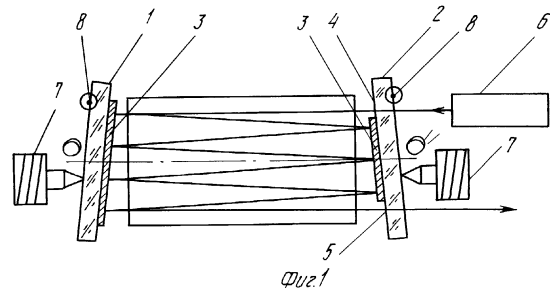
(73) Proprietor(s):
**Belorusskaja gosudarstvennaja
politekhničeskaja akademija**

(54) **METHOD FOR CONTROLLING COHERENT RADIATION DIVERGENCE AND WAVEFRONT IN QUANTUM AMPLIFIERS**

(57) Abstract:

FIELD: quantum electronics and laser technique; production of light beams with desired wavefront curvature and diffraction divergence in wide laser radiation range on any active media. SUBSTANCE: coherent radiation divergence and wavefront are controlled by controlling spatial distribution of dielectric susceptibility of amplifying medium due to producing desired spatial pumping profile and varying beam path length in medium. EFFECT: enlarged functional

capabilities. 2 dwg



RU 2 0 6 9 9 2 5 C 1

RU 2 0 6 9 9 2 5 C 1

Изобретение относится к области квантовой электроники, в частности к лазерной технике, и может быть использовано для получения световых пучков с заданной кривизной волнового фронта во всех диапазонах лазерного излучения и на любых активных средах.

Известен способ управления расходимостью и волновым фронтом когерентного излучения в квантовых усилителях, включающий создание возбужденной усиливающей среды и формирование в ней волны излучения (1).

Недостатком известного способа является невозможность управления размерами светового луча.

Цель управление размерами светового луча.

Поставленная цель достигается тем, что в способе управления расходимостью и волновым фронтом когерентного излучения в квантовых усилителях, включающем создание возбужденной усиливающей среды и формирование в ней волны излучения, в усиливающей среде накачкой создают заданный пространственный профиль диэлектрической восприимчивости χ_0 усиливающей среды и формируют луч заданного размера $r(l)$ с радиусом кривизны волнового фронта $R(l)$ на длине трассы l , определяемыми соотношениями:

$$r(l) = \sqrt{\frac{2 |r_c|}{k_0}} x$$

$$x \left\{ \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{2\alpha'' l}{|r_c|} + \beta' \right) + \cos \left(\frac{2\alpha' l}{|r_c|} + \beta'' \right)}{\alpha' \operatorname{sh} \left(\frac{2\alpha'' l}{|r_c|} + \beta' \right) + \alpha'' \sin \left(\frac{2\alpha' l}{|r_c|} + \beta'' \right)} \right\}^{1/2}$$

$$R(l) = 2 |r_c| x$$

$$x \left\{ \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{2\alpha'' l}{|r_c|} + \beta' \right) + \cos \left(\frac{2\alpha' l}{|r_c|} + \beta'' \right)}{\alpha'' \operatorname{sh} \left(\frac{2\alpha'' l}{|r_c|} + \beta' \right) + \alpha' \sin \left(\frac{2\alpha' l}{|r_c|} + \beta'' \right)} \right\}$$

где r_c радиус кривизны профиля накачки на оси луча,
 k_0 волновое число,

$$\alpha' = \sqrt{\pi \left(|\chi_0| + r_c \chi'_0 / |r_c| \right)} ;$$

$$\alpha'' = \frac{r_c}{|r_c|} \sqrt{\pi \left(|\chi_0| + r_c \chi''_0 / |r_c| \right)}$$

$\chi_0 = \chi'_0 - i \chi''_0$ диэлектрическая восприимчивость усиливающей среды по оси луча,

β', β'' фазовые углы, зависящие от параметра

$$q = q' - i q'' = q_0 (\alpha' + i \alpha''); \quad q_0 = k_0 r_0^2 / |r_c|,$$

r_0 радиус луча на входе в усиливающую среду,

$$\operatorname{ch} \beta' = \frac{|q|^2 + 1}{|q^2 - 1|}; \quad \operatorname{sh} \beta' = \frac{2q'}{|q^2 - 1|};$$

$$\cos \beta'' = \frac{|q|^2 - 1}{|q^2 - 1|}; \quad \sin \beta'' = \frac{2q''}{|q^2 - 1|}$$

На фиг. 1 представлена схема устройства для реализации описываемого способа. На фиг. 2 представлен график распределения коэффициента усиления, представляющего собой вторую производную от диэлектрической восприимчивости со знаком минус, а именно $[-\chi''(r_\perp)]$ в поперечном сечении светового пучка r_\perp в усиливающей среде в зависимости от неоднородного профиля накачки, выраженного функцией $f''(0)$.

Схема включает плоские глухие зеркала 1 и 2 с напыленными участками 3 и с двумя диаметрально противоположными окнами 4, 5 в зеркале 2, в виде ненапыленных участков. Зеркала 1, 2 наклонены к оптической оси под углом $\alpha \approx 10^{-5}$ рад. Против окна 4 установлен задающий генератор 6. Зеркала 1 и 2 смонтированы в совокупности с пьезокерамикой 7, с возможностью перемещения вокруг осей 8, расположенных симметрично друг относительно друга по одну сторону оптической оси 00_1 .

Работает устройство следующим образом. При включении разряда в щелеобразном рабочем объеме создается инверсная населенность уровней рабочего газа. Задающее излучение усиливается в бегущей волне, которая многократно проходит в инверсной среде по зигзагообразному пути, за счет наклона плоских глухих зеркал 1 и 2 в разные стороны от оптической оси под углом $\alpha \approx 10^{-5}$ рад. Каустика зигзагообразного хода луча распространяется по ширине щелеобразного разрядного промежутка.

Пройдя зигзагообразный путь в инверсной среде усилителя, задающее излучение выходит из окна 5. При подаче напряжения на пьезокерамику, смонтированную в совокупности с наклонными зеркалами 1 и 2, происходит изменение угла наклона α этих зеркал относительно оптической оси 00_1 , в результате чего происходит варьирование длины пути луча в усиливающей среде усилителя, ведущее к управлению пространственным распределением диэлектрической восприимчивости этой среды. Подбирая приведенным образом длину усиливающей среды l , на выходе из нее можно получить излучение с заданным волновым фронтом.

Физическая картина явления, используемого в изобретении, выглядит следующим образом. При заданном распределении амплитуды светового луча на выходе в усилитель и распространении луча внутри усиливающей среды компенсация дифракционных потерь усилением приводит к асимптотически конечному радиусу $r(\infty)$ пучка и радиусу кривизны $R(\theta)$ волнового фронта

$$r(\infty) = \sqrt{\frac{2r_c}{\kappa_0 d_+}}, \quad R(\infty) = \frac{2r_c}{d_-}; \quad (1)$$

$$d_{\pm} = \sqrt{\pi \kappa_0 |\chi'_0| \pm \chi''_0}; \quad \chi'_0 = \chi'_0 - i \chi''_0 -$$

диэлектрическая восприимчивость усиливающей среды.

Формулы (1) получены при решении следующей задачи. Диэлектрическая восприимчивость χ среды в условиях накачки неоднородной поперек направления распространения (ось Z) луча зависит от поперечной координаты

пучка r_{\perp} ; $\chi(r_{\perp}) = \chi_0 f(r_{\perp})$, здесь $\chi'_0 = (n-1)/2\pi$ действительная часть восприимчивости χ_0 ,

n показатель преломления на оси пучка $f(0)=1$. χ''_0 мнимая часть восприимчивости χ_0 ,

которая в режиме усиления имеет определенный знак $\chi''_0 > 0$ и связана с длиной усиления

L (обратный коэффициент усиления) соотношением $\chi''_0 = \frac{1}{2\pi\kappa_0 L}$; $\kappa_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ длина волны;

$f(r_{\perp})$ - функция, описывающая неоднородный профиль накачки и нормированная на единицу на оси пучка. Если накачка симметрична относительно оси Z и радиус

неоднородности r_n больше радиуса светового пучка, то $f(r_{\perp})$ можно разложить в ряд и

ограничиться первой поправкой, тогда $f(r_{\perp}) = 1 + \frac{1}{2} f''(0) r_{\perp}^2$, а $r_n = \sqrt{\frac{1}{|f''(0)|}} = r_c$ радиус

кривизны профиля накачки на оси Z. Знак второй производной (знак кривизны) $f''(0)$

определяет тип эффективной усиливающей "линзы"; при $f''(0) < 0$ усиление спадает к

периферии пучка, а при $f''(0) > 0$ усиление спадает к центру пучка, качественно это изображено на фиг. 2.

Так как дифракционная расходимость пучка по теории Френеля обусловлена излучением с периферии пучка, то в случае $f''(0) < 0$ дифракционные потери с периферии будут

компенсироваться преимущественным усилением в центре. В противоположном случае $f''(0) > 0$ излучение с периферии пучка будет возрастать, благодаря преимущественному периферийному усилению, что приведет к неустойчивости первоначально ограниченного пучка.

5 Приведем количественные оценки, следующие из теории описанного эффекта. При решении различных задач о распространении излучения оптического диапазона широко используется приближение параболического уравнения, в котором напряженность электрического поля E в световой волне ищется в виде

$$10 \quad E = \varepsilon(\vec{r}_\perp, z) \exp(-i\omega t + iKz) + \varepsilon^*(\vec{r}_\perp, -z) \exp(i\omega t - iKz) \quad (2)$$

где $\varepsilon(\vec{r}_\perp, z)$ медленно меняющаяся в сравнении с экспонентой амплитуда поля;

15 $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi c}{\lambda}$ частота поля, комплексный волновой вектор k в усиливающей среде

определяется формулой

$$k = k_0 n - \frac{i}{L} \quad (3)$$

а распределение амплитуд описывается параболическим уравнением

$$20 \quad \left\{ i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2k_0} \Delta_\perp - k \left(n-1 - \frac{i}{kL} \right) \frac{f(\vec{r}_\perp, z)}{z} \right\} \times \\ \chi \varepsilon(\vec{r}_\perp, z) = 0 \quad (4)$$

25 с граничным условием, которое мы зададим в виде гауссова распределения амплитуды на входе $Z=0$ в усилитель

$$\varepsilon(\vec{r}_\perp, 0) = \exp(-b_0 r_\perp^2) \quad (5)$$

здесь $b_0 = b'_0 + i b''_0$ содержит характеристики задающего излучения: радиус пучка r_0 ;

30 $b'_0 = \frac{1}{r_0^2}$ и радиус кривизны R_0 волнового фронта $b''_0 = \frac{k_0}{2R_0}$, с скоростью света.

В описываемом приближении гауссово распределение сохраняется внутри усиливающей среды

$$35 \quad \varepsilon(\vec{r}_\perp, z) = A(z) \exp(-b(z) r_\perp^2) \quad (6)$$

(с очевидными начальными условиями $A(0) = 1$, $b(0) = b_0$). Меняется только амплитуда $A(z)$ за счет дифракционных потерь, а также радиус пучка $r(z) = (b'(z))^{-1/2}$ и радиус кривизны волнового фронта $R(z) = k_0 / 2b''(z)$.

40 Для выделения рассматриваемого эффекта компенсации дифракционной расходимости в чистом виде приведем выражения для параметров пучка в случае полного фазового согласования волнового фронта на входе в усиливающую среду, т.е. $b''_0 = 0$:

$$45 \quad r(z) = \sqrt{\frac{z |r_c|}{k_0}} \times \\ \left\{ \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{2\alpha'' z}{|r_c|} + \beta' \right) + \cos \left(\frac{2\alpha' z}{|r_c|} + \beta'' \right)}{\alpha' \operatorname{sh} \left(\frac{2\alpha'' z}{|r_c|} + \beta' \right) + \alpha'' \sin \left(\frac{2\alpha' z}{|r_c|} + \beta'' \right)} \right\} \quad (7)$$

50

$$R(z) = z \left| r_c \right| \times$$

$$\times \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{2\alpha'' z}{\left| r_c \right|} + \beta' \right) + \cos \left(\frac{2\alpha' z}{\left| r_c \right|} + \beta'' \right)}{\alpha'' \operatorname{sh} \left(\frac{2\alpha'' z}{\left| r_c \right|} + \beta' \right) - \alpha' \sin \left(\frac{2\alpha' z}{\left| r_c \right|} + \beta'' \right)} \quad (8)$$

Здесь учитывается знак $f'(0)$ знаком радиуса кривизны r_c , поэтому, в отличие от α_{\pm} в формулах (1), $\alpha' = \sqrt{\pi \left(\left| \chi_0 \right| + r_c \chi'_0 / \left| r_c \right| \right)}$;

$$\alpha'' = \frac{r_c}{\left| r_c \right|} \sqrt{\pi \left(\left| \chi_0 \right| + r_c \chi'_0 / \left| r_c \right| \right)} \quad , \text{ т. е.}$$

величина α'' может менять знак. Фазовые углы β' и β'' зависят от параметра

$$q = q' - i q'' = q_0 \left(\alpha' + i \alpha'' \right), \quad q_0 = \frac{\kappa r_0^2}{\left| r_c \right|}$$

$$\operatorname{ch} \beta' = \frac{\left| q \right|^2 + 1}{\left| q^2 - 1 \right|}; \quad \operatorname{sh} \beta' = \frac{2q'}{\left| q^2 - 1 \right|};$$

$$\cos \beta'' = \frac{\left| q \right|^2 - 1}{\left| q^2 - 1 \right|}; \quad \sin \beta'' = \frac{2q''}{\left| q^2 - 1 \right|}; \quad (9)$$

Как видно, величины α'' и β'' одновременно меняют знак при изменении знака r_c . Это чрезвычайно важное обстоятельство обуславливает физику рассматриваемого явления, приведенную ранее. При $r_c > 0$ получаем асимптотические формулы (1), а при $r_c < 0$ радиус пучка на конечных расстояниях Z_0 обращается в бесконечность, т. е. гауссов пучок становится неустойчивым. Вся картина меняется на обратную, если среда не усиливающая, а поглощающая: формулы (1) получаются при $r_c > 0$, т.е. на оси пучка минимально поглощение, если же поглощение на оси максимально $r_c < 0$, то пучок неустойчив.

Еще одно важное обстоятельство следует из приведенного расчета для радиуса кривизны $R(z)$ волнового фронта (8): подбирая определенным образом длину усиливающей (или поглощающей) среды l , на выходе из нее можно получать волну с заданным $R(l)$. Например, $R(l) = 8$, т.е. плоский фронт.

Таким образом, в средах со специально приготовленным пространственным профилем диэлектрической восприимчивости можно управлять волновым фронтом.

Приведем численные оценки. В области аномальной дисперсии показатель преломления возбужденных атомов мало отличается от единицы, т.е. $n - 1 \approx \frac{1}{\kappa L}$. Для

оценки положим $n \approx 1$, тогда для $r_c > 0$, $\alpha' = \alpha'' = \frac{1}{\sqrt{2\kappa L}}$. Осцилляции радиуса пучка затухают

в два раза на расстояниях l_d , определяемых формулой

$$l_d \approx 2,61 \cdot 10^2 r_c \sqrt{\frac{L}{\lambda}} \text{ см} \quad (10)$$

Здесь r_c и L измеряются в сантиметрах, а длина волны в микронах.

Радиус пучка в этих условиях будет равен $r(\infty)$ или в предыдущих единицах

$$r(\infty) = 1,15 \cdot 10^{-1} \sqrt{r_c \sqrt{L \lambda}} \text{ см} \quad (11)$$

Например, для типичных условий аргонового усилителя, работающего на длине волны $\lambda = 0,480$ мк, $L = 12,5$ см, получаем $l_d = 1,31 \cdot 10^3 \cdot r_c$ см и $r_{\infty} = 1,79 \cdot 10^{-1} \sqrt{r_c}$ см.

Таким образом, в средах со специально сформированным пространственным профилем диэлектрической восприимчивости можно управлять волновым профилем и расходимостью пучка излучения.

Формула изобретения

Способ управления расходимостью и волновым фронтом когерентного излучения в квантовых усилителях, включающий создание возбужденной усиливающей среды и формирование в ней волны излучения, отличающийся тем, что, с целью управления размерами светового луча, в усиливающей среде накачкой создают заданный пространственный профиль диэлектрической восприимчивости χ_0 усиливающей среды и формируют луч заданного радиуса $r(l)$ с радиусом кривизны фронтового фронта $R(l)$ на длине трассы l , определяемым соотношениями

$$r(l) = \sqrt{\frac{2|r_c|}{K_0}} \times$$

$$\times \left\{ \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{2\alpha''l}{|r_c|} + \beta'\right) + \cos\left(\frac{2\alpha'l}{|r_c|} + \beta''\right)}{\alpha' \operatorname{sh}\left(\frac{2\alpha''l}{|r_c|} + \beta'\right) + \alpha'' \sin\left(\frac{2\alpha'l}{|r_c|} + \beta''\right)} \right\}^{1/2}$$

$$R(l) = 2|r_c| \times$$

$$\times \left\{ \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{2\alpha''l}{|r_c|} + \beta'\right) + \cos\left(\frac{2\alpha'l}{|r_c|} + \beta''\right)}{\alpha'' \operatorname{sh}\left(\frac{2\alpha''l}{|r_c|} + \beta'\right) - \alpha' \sin\left(\frac{2\alpha'l}{|r_c|} + \beta''\right)} \right\},$$

где r_c радиус кривизны профиля накачки на оси луча;
 K_0 волновое число;

$$\alpha' = \sqrt{\pi \left(|\chi_0| + r_c \chi_0' / |r_c| \right)};$$

$$\alpha'' = \frac{r_c}{|r_c|} \sqrt{\pi \left(|\chi_0| - r_c \chi_0' / |r_c| \right)};$$

$\chi_0 = \chi_0' + i\chi_0''$ диэлектрическая восприимчивость усиливающей среды по оси луча;

β' , β'' фазовые углы, зависящие от параметра

$$q = q' - iq'' = q_0 (\alpha' + i\alpha''); \quad q_0 = K_0 r_0^2 / |r_c|;$$

r_0 радиус луча на входе в усиливающую среду;

$$\operatorname{ch}\beta' = \frac{|q|^2 + 1}{|q^2 - 1|}; \quad \operatorname{sh}\beta' = \frac{2q'}{|q^2 - 1|};$$

$$\cos\beta'' = \frac{|q|^2 - 1}{|q^2 - 1|}; \quad \sin\beta'' = \frac{2q''}{|q^2 - 1|}.$$

