

2. Ghukasyan A. D., Movsessian M. R., Sarkisyan G. S. Laser Physics, Hot Points, 1 (1992).
3. Гукасян А. Д., Саркисян Г. С. Оптика и спектроскопия, 72, № 1, 5 (1992).
4. Мовсесян М. Е., Овакимян Т. О. ДАН Арм ССР, LXIV, 101 (1977).
5. Бадалян А. М., Глушко Б. А., Мовсесян М. Е. Препринт ИФИ—88—132, Аштарак, 1988.
6. Carlsten I. L., Szoke A., Raymer M. G., Phys. Rev., A15, 1029 (1977).
7. Бадалян А. М., Глушко Б. А., Дабагян А. А., Мовсесян М. Е. ЖПС, 73, 369 (1986).

EMISSION OF 344,6nm SPECTRIAL LINE OF POTASSIUM ATOMS WITH He AND Ar BUFFER GASES

A. D. GHUKASYAN, G. S. SARKISYAN

The 344,6 nm line emission at $6P \rightarrow 4S$ transitions of potassium atom has been investigated in the presence of gases He and Ar. The dependencies of line intensity on the density of potassium atoms, on the pressure of buffer gases and on the intensity of ruby laser radiation have been investigated.

ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ 344,6 ՆՄ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՄԲ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԻ ԶԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԲՈՒՖԵՐԱՅԻՆ ԱՐԳՈՆ ԵՎ ՀԵԼԻՈՒՄ ԳԱԶԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Ա. Դ. ՂՈՒԿԱՍՅԱՆ, Գ. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հետազոտված է կալիումի ատոմների $\lambda = 344,6$ նմ ալիքի երկարությամբ $6P \rightarrow 4S$ անցման ճառագայթումը բուֆերային գազերի առկայությամբ: Որպես ալիպիսի գազեր օգտագործված են հելիումը և արգոնը: Ուսումնասիրված են այս ճառագայթման ինտենսիվության կախումը կալիումի ատոմների խտությունից, բուֆերային գազերի ճնշումից և ուրիշային լազերի ճառագայթման ինտենսիվությունից:

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, № 1, 40—43 (1993)

УДК 535.14:530.1826

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УСИЛИТЕЛЬ КЛИСТРОННОГО ТИПА НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННОГО ПЕРЕХОДНОГО ЭФФЕКТА

С. В. АБАДЖЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 24 августа 1992 г.)

Развита теория усиления клистронного типа на основе вынужденного переходного эффекта на двух пластинах. Показано, что коэффициент усиления переходного лазера возрастает на порядок.

В работе [1] развита теория усиления электромагнитной волны пучком электронов, пересекающим диэлектрическую пластину. Показано, что при такой схеме усиления можно использовать пучок элек-

тронов с широкими энергетическими и угловыми разбросами и при соответствующем подборе толщины пластины избежать трудностей, связанных с учетом отраженной волны. Усилитель такого типа эффективен в области миллиметровых длин волн.

В настоящей работе развита теория усиления клистронного типа на основе вынужденного переходного эффекта. При этом коэффициент усиления переходного лазера возрастает на порядок.

Расположим две диэлектрические пластины с одиноковым показателем преломления n и толщиной l перпендикулярно к оси z (рис.1). Пусть пучок электронов движется под углом θ к оси z и пересекает обе пластины. Направим плоскую линейно-поляризованную электромагнитную волну

$$E_y = \frac{1}{2} E_0 \exp[i(kz - \omega t)] + k.c. \quad (1)$$

на первую пластину, а затем с помощью зеркал r_1 и r_2 на вторую пластину. После взаимодействия с электромагнитной волной на первой пластине пучок электронов движется свободно в дрейфовом пространстве, а затем усиливает ее на второй пластине. Если толщина l удовлетворяет условию $l = \frac{\lambda}{2n} r$, где $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ — длина волны, а r — натуральное число, то отраженная волна отсутствует. Разложим поле, распространяющееся вдоль оси z , в интеграл Фурье

$$E_y = \frac{1}{2} \int E(q) \exp[i(qz - \omega t)] dq + k.c., \quad (2)$$

где

$$E(q) = \frac{E_0 k^2 (n^2 - 1) (1 - e^{i(k-q)l})}{2\pi i (k - q) (n^2 k^2 - q^2)}. \quad (3)$$

После отражения от зеркал это разложение имеет вид

$$E_1(q) = E(q) \exp[i(k - q)L_1 + i\Phi], \quad (4)$$

где фаза Φ зависит от расположения зеркал r_1 и r_2 , L_1 — проекция расстояния между пластинами.

Определим коэффициент усиления как отношение потерь энергии модулированного пучка электронов к потоку энергии волны, падающего на вторую пластину:

$$\Gamma L = -2 \operatorname{Re} \int j_y E_1^* dz / \left(\frac{c}{8\pi} E_0^2 \right). \quad (5)$$

Здесь L — зона формирования переходного излучения, $j_y = e \int v_y f(p) dp$ — проекция тока, $f(p)$ — функция распределения частиц по импульсам. Решая уравнение Власова в линейном по полю (2) приближении, найдем функцию распределения электронов в дрейфовом пространстве. Вычисляя затем у проекцию тока j_y , осциллирующую на частоте лазерного излучения, находим

$$j_y = ie^2 \rho \omega z \int \left(\frac{v_y}{v_z} \right)^2 \frac{c^2 - v_z^2}{\varepsilon v_z^2} E(q) \exp[i(qz - \omega t)] f_0(p) dp + k.c. \quad q = \frac{\omega}{v}. \quad (6)$$

Здесь ε — энергия, v — скорость частицы. Подставляя ток (6) в формулу (5), получаем

$$\Gamma L = 4\rho r_0 \lambda L_1 (\beta_y \beta_z)^2 \frac{mc^2}{\varepsilon} \frac{(1 + \beta_z)(n^2 - 1)^3}{(1 - \beta_z)(1 - n^2 \beta_z^2)^2} \sin^2 \left[\left(nk - \frac{\omega}{v_z} \right) \frac{L}{2} \right] \cos \left[\left(k - \frac{\omega}{v_z} \right) L_1 + \Phi \right]. \quad (7)$$

Здесь ρ — плотность начального пучка частиц, r_0 — классический радиус электронов, $\beta = v/c$. При расчетах выражения (7) предполагалось, что пучок частиц не имеет углового δ и энергетического Δ разбросов. Это приближение справедливо, если

$$\frac{\Delta}{\varepsilon} < \frac{v^2 v_z}{c^3} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2} \right)^2 \frac{\lambda}{L_1}, \quad \delta < \frac{v_z^2}{v_{yc}} \frac{\lambda}{L_1}. \quad (8)$$

Коэффициент усиления максимален, если фаза Φ подобрана так, что величина $\left(k - \frac{\omega}{v_z} \right) L_1 + \Phi = 2\pi r$.

Пусть средняя энергия пучка электронов $\varepsilon = 1$ МэВ, плотность частиц $\rho = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\beta_y = 0,5$, $\beta_z = 0,7$. Коэффициент усиления клистрона $\Gamma L_1 = 6,1$ на длине волны $\lambda = 0,5 \text{ мм}$, если толщина пластины $l = 0,5 \text{ см}$, $L_1 = 5 \text{ см}$, а показатель преломления $n = 1,5$. При этом энергетический и угловые разбросы пучка частиц должны быть не хуже одного процента. Учитывая, что отношения усиления электромагнитного излучения в клистроне к усилению в лазере $\frac{\Gamma_{кл}}{\Gamma_{л}} = \frac{\pi L_1}{\lambda} |1 - n\beta_z|$, получаем, что выигрыш в усилении составляет 15 раз. Отметим, что транспортировку пучка частиц через пластины можно осуществить с помощью каналов, диаметр которых меньше λ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Оганесян С. Г., Абаджян С. В. ЖТФ, 7, 539 (1981).

ԿԼԻՍՏՐՈՆԱՅԻՆ ՏԻՊԻ ՈՒԺԵՂԱՅՈՒՅԻՉ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ
ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Ս. Վ. ԱՐԱՋՅԱՆ

Զարգացված է կլիստրոնային տիպի ուժեղացուցիչի տեսությունը հարկադրական անցումային ճառագայթման հիման վրա: ցույց է տրված, որ այս տիպի լազերի ուժեղացման գործակիցը աճում է մեկ կարգով:

CLISTRON TYPE AMPLIFIER ON THE BASIS OF STIMULATED TRANSITION EFFECT

S. V. ABAJYAN

The theory of clistron type amplification based on stimulated transition effect on two plates is developed. It is shown, that the gain of transition laser increases order of magnitude.

Изв. НАН Армении, Физика, т. 28, № 1, 43—46 (1993)

УДК 548:537.611.44

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛЫХ ЧАСТИЦ КОБАЛЬТА

В. Э. ШАРОЯН, А. Р. АРУТЮНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 сентября 1992 г.)

Методом термического разложения (пиролиза) фталоцианина кобальта β -модификации (β - $\text{CoC}_{32}\text{H}_{16}\text{N}_8$) получены малые ферромагнитные частицы кобальта с линейными размерами 10^3 — 10^4 Å и коэрцитивной силой $H_c \sim 650$ — 700 Э.

Малые ферромагнитные частицы (ФЧ) обладают высокой коэрцитивной силой (H_c) и намагниченностью насыщения (M_s), благодаря чему широко применяются для производства новых магнитных материалов. На сегодняшний день известно несколько основных методов получения малых металлических частиц и среди них термическое разложение металлорганических соединений, как одна из разновидностей химического метода [1].

В данной работе описывается эксперимент по получению малых частиц Co методом термического разложения (пиролиза) фталоцианина кобальта β -модификации (β - CoPc , где $\text{Pc} = \text{C}_{32}\text{H}_{16}\text{N}_8$). Ранее [2, 3] экспериментально исследовалась термическая деструкция другого соединения из ряда металлофталоцианинов—фталоцианина железа (FePc). Было показано, что в результате пиролиза FePc выделяется высокотемпературная фаза железа.

Синтезированный нами CoPc очищался химически промывкой в кислой и щелочной средах (10% водные растворы H_2SO_4 и NaOH), затем двукратно возгонялся в вакууме. Дебаграмма исходного поликристаллического образца β - CoPc хорошо совпадает с имеющимися литературными данными [4].

Рентгеновские дифрактограммы образцов снимались на спектрометре ДРОН—3 с использованием CuK_α излучения ($\lambda = 1,54$ Å). Рассматриваемый интервал углов Брэгга 2θ составлял $14 \div 55^\circ$. Значения H_c при разных температурах отмечались из гистерезисных кривых