

Таким образом, показано, что квантово-размерные полупроводниковые гетеролазеры на гетеропереходе II-го рода являются наиболее быстродействующими из полупроводниковых лазеров. Это связано с тем, что они работают на основных носителях заряда.

Л и т е р а т у р а

- [1] Баранов А.Н., Джуртанов Б.Е., Именков А.Н., Рогачев А.А., Шерняков Ю.М., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2217-2221.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
14 июня 1988 г.
В окончательной редакции
5 октября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3

12 февраля 1989 г.

01; 07

ЭФФЕКТ САМОМОДУЛЯЦИИ БЕЗДИФРАКЦИОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Н.Е. Андреев, В.М. Батенин,
Л.Я. Марголин, Л.Я. Полонский,
Л.Н. Пятницкий, Ю.А. Аристов,
А.И. Зыков, Н.М. Тертеров

Бездифракционный пучок длины $L \ll R / [(n-1)\alpha]$ может быть сфомирован конической линзой (аксиконом) с апертурой R и углом при основании конуса α (n - показатель преломления материала аксикона). Постановка задачи о самомодуляции бездифракционных пучков обусловлена наблюдением периодической структуры канала оптического разряда нового типа - сплошной лазерной (СПЛ) искры [1, 2], возникающей в таком пучке, а также принципиальным отличием бездифракционных пучков от гауссовых, дающим основание для обособления их в отдельный класс [3].

За счет бокового подвода излучения диаметр осевой каустики аксикона остается постоянным вдоль всей длины L фокального отрезка, что создает условия для возникновения в осевой каустике аксикона СПЛ-искры, типичные фотографии которой непосредственно после пробоя приведены на рис. 1, а, б. Изображение канала искры на рис. 1, а получено в свете собственного излучения (экспозиция 100 нс), а на рис. 1, б - в свете рассеянного греющего лазерного излучения ($\lambda = 1.06$ мкм, экспозиция 1 нс). Причину воз-

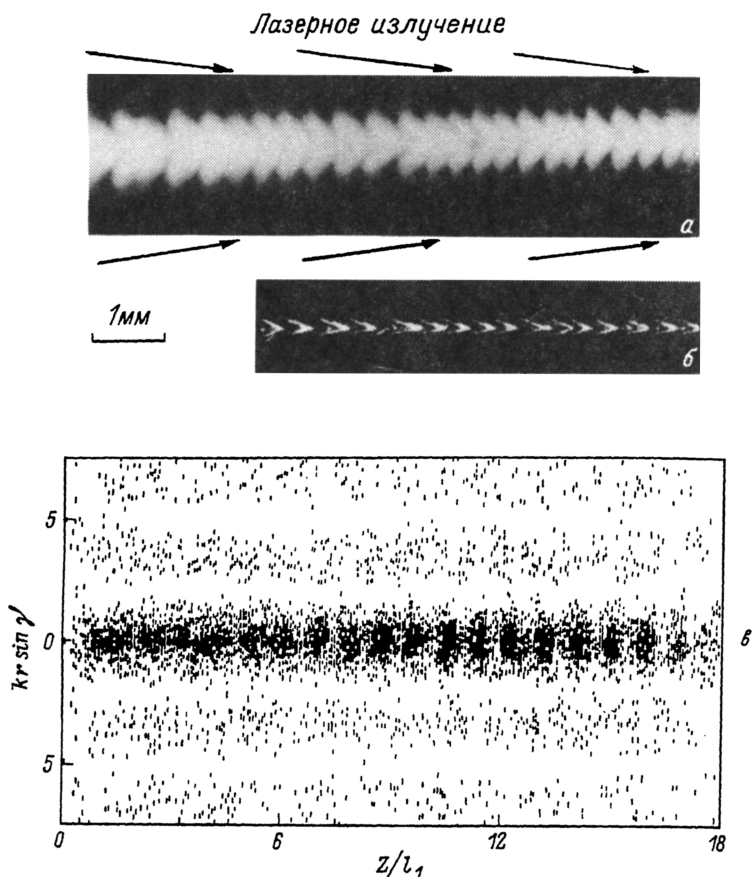


Рис. 1.

никновения такой структуры разряда следует искать в процессах взаимодействия бездифракционного светового пучка с нелинейной средой.

Для описания распространения лазерного пучка в среде с кубичной нелинейностью можно использовать параболическое уравнение для комплексной амплитуды $\mathcal{E}(r, z)$ напряженности поля волны $\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}\{\vec{e}\mathcal{E}(r, z) \cdot \exp[-i(\omega t - kz)]\}$ [4]:

$$2ik \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial r} \right) + k^2 n_2 |\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} = 0, \quad (1)$$

где $k = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_0}$, а $n_2 = \delta\epsilon_2/\epsilon_0$ — коэффициент в разложении диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_0 + \delta\epsilon_2 |\mathcal{E}|^2$, определяемый нелинейной поляризуемостью среды. Граничное условие при $z = 0$, отвечающее фокусировке пучка аксионом с апертурой R и углом γ наклона

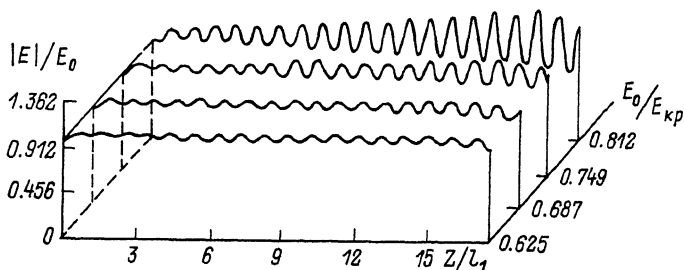


Рис. 2.

лучей к оси $z (\gamma \approx (n-1)\alpha \ll 1)$ имеет вид

$$\mathcal{E}(r, z=0) = \mathcal{E}_i(r) \exp(-iks \sin \gamma r), \quad (2)$$

где $\mathcal{E}_i(r)$ — радиальный профиль фокусируемого пучка ($\mathcal{E}_i(r > R) = 0$).

При $n_2 = 0$ получаем линейное решение задачи для $z \gg \lambda / \sin^2 \gamma$ ($\lambda = \frac{2\pi}{k}$) в приосевой области фокального отрезка $z < L = R / \sin \gamma$:

$$\mathcal{E}^{(0)}(r, z) = E_0 J_0(k \sin \gamma r) \exp(-i \frac{k}{2} \sin^2 \gamma z) + \beta J_0(\frac{R}{z} k r) \exp(ikR^2/2z). \quad (3)$$

Первое слагаемое в этом выражении описывает бездифракционный пучок с поперечным волновым вектором $k_{\perp} = k \sin \gamma$ (соответственно $\delta k_{\parallel} = \frac{1}{2} k \sin^2 \gamma$) и медленно меняющейся на масштабах k_{\perp}^{-1} и $\delta k_{\parallel}^{-1}$ комплексной амплитудой E_0 . Основная зависимость E_0 от координат определяется радиальным распределением фокусируемого пучка $\mathcal{E}_i(r)$ и нарастанием интенсивности вдоль каустики ($\sim \sqrt{z/\lambda}$), обусловленным геометрическим фактором:

$$E_0 = 2\pi \sin \gamma \sqrt{z/\lambda} \mathcal{E}_i(z \sin \gamma) \exp(-i\pi/4). \quad (4)$$

Второе слагаемое с амплитудой

$$\beta \propto \frac{1}{z/L-1} \mathcal{E}_i(R) \exp(-iks \sin \gamma R) \quad (5)$$

мало по сравнению с первым как $\sqrt{\lambda/z} \ll 1$ на всем фокальном отрезке $z < L$ и описывает дифракцию на краю аксикона.

Отметим, что в линейном решении (3) амплитуда возникающих при учете конечной апертуры аксикона осцилляций интенсивности излучения $|\mathcal{E}^{(0)}(z)|^2$ [3, 5] мала по параметру $(\lambda/z)^{1/2}$. Кроме того, для фокусируемых пучков гауссового типа ($\mathcal{E}_i(r) = A \exp[-\frac{1}{2}(r/R_r)^{2N}]$) с характерным радиусом $R_r < R$ амплитуда таких осцилляций, согласно (5), экспоненциально убывает с ростом отношения R/R_r .

Наконец, период осцилляций линейного решения (3) $\rho(z) = \frac{2\lambda}{\sin^2 \gamma} \frac{(z/L)^2}{1-(z/L)^2}$ квадратично меняется с координатой z . Поэтому при реально используемых в экспериментах аксиконах с $R \gg \lambda$ осцилляции линейного решения, обусловленные конечностью апертуры, пренебрежимо малы и не могут быть причиной возникновения периодической структуры лазерной искры [1, 2], а механизм возникновения такой структуры следует искать в нелинейных эффектах при распространении бездифракционных пучков в среде.

Процесс самовоздействия бездифракционных пучков в нелинейной среде качественно отличается от поведения пучков с гладким радиальным распределением типа гауссовых. Это отличие обусловлено тем, что радиальное распределение интенсивности бездифракционных пучков содержит периодические кольцевые зоны между нулями функции Бесселя J_0 , существующие уже в линейном решении (первое слагаемое формулы (3)). Мощность излучения в каждой такой зоне практически одинакова и сравнима с мощностью в осевой каустике, ограниченной первым нулем ($r_1 = 2.4/k \sin \gamma$) функции J_0 . Поэтому при приближении мощности в осевой каустике, а, следовательно, и в каждой кольцевой зоне к критической для самофокусировки, т.е.

$$E_0^2 \sim E_{кр}^2 = \sin^2 \gamma / n_2,$$

можно ожидать возникновения периодического изменения интенсивности на оси пучка с характерным масштабом l_1 , определяемым дифракционным размером осевой каустики

$$l_1 = \frac{2\pi}{\delta k_{||}} = \frac{4\pi}{k \sin^2 \gamma} \sim k r_1^2. \quad (6)$$

Именно такую картину демонстрируют результаты численного решения задачи (1), (2), представленные на рис. 2, где изображена зависимость интенсивности пучка $|\mathcal{E}|^2/E_0^2$ на оси от продольной координаты z/l_1 при различных значениях параметра $E_0/E_{кр}$. В расчетах для устранения краевых эффектов радиальное распределение фокусируемого пучка предполагалось гипергауссовым с $N = 8$, $R_f \approx 0.8R$ и было спрофилировано так, чтобы на большей части фокального отрезка $l_1 \lesssim z \lesssim R_f/\sin \gamma \approx 15l_1$ напряженность поля E_0 линейного решения (4) на оси пучка была постоянна. Пространственное распределение интенсивности пучка в виде плотности в приосевой области для $E_0/E_{кр} = 0.812$ представлено на рис. 1, в. Естественно предполагать, что на начальной стадии формирования лазерной искры образующиеся плазменные сгустки локализируются в местах повышенной интенсивности излучения. Поэтому рис. 1, а-в демонстрирует качественное согласие расчетов с экспериментальными данными по структуре канала СПЛ-искры непосредственно после пробоя. При этом наблюдаемый в эксперименте пространственный масштаб модуляции $\sim (3 \pm 1) \cdot 10^2$ мкм при $\gamma \approx 10^{-1}$ совпадает с периодом колебаний нелинейного решения $\sim l_1$ (см. рис. 1).

Обнаруженное качественно новое поведение бездифракционных пучков в нелинейной среде, проявляющееся в эффекте периодической самомодуляции интенсивности с медленно (на расстояниях, значительно превышающих период модуляции) нарастающей амплитудой происходит в диапазоне значений докритического поля $1/4 \lesssim E_0^2/E_{KP}^2 \lesssim 1$.

Нелинейность среды (величина коэффициента n_2 и пороговое для эффекта самомодуляции поле $E_{пор}^2 \approx \frac{1}{4} \frac{\sin^2 \gamma}{n_2}$) в обсуждаемых экспериментах может определяться различными факторами от поляризуемости возбужденных атомов и молекул нейтрального газа до тепловой и стрикционной нелинейности плазмы, возникающей на ранних стадиях ее образования. Во всяком случае, при данной плотности потока q сфокусированного лазерного излучения величина коэффициента n_2 , необходимая для проявления эффекта самомодуляции, должна быть не меньше $n_2^* \approx \frac{1}{4} \frac{\sin^2 \gamma}{E_0^2} = \frac{c}{32\pi} \frac{\sin^2 \gamma}{q}$. Например, для плазмы с $n_e \approx 10^{19}$ см⁻³, $T_e \sim 10$ эВ (начальная стадия ее образования из газа атмосферного давления) определяющим механизмом является локальная тепловая нелинейность. При этом $n_2^* = \frac{1}{4} \frac{m_i}{m_e} \frac{n_e}{nc} (4\pi n_c T_e)^{-1}$, где $m_{e,i}$ — масса электронов и ионов, $n_c^* = m_e^{1/2} \omega^2 / 4\pi e^2$, что для используемых в экспериментах потоков излучения $q \gtrsim 10^{11}$ Вт/см² превышает n_2^* .

Обнаруженный эффект самомодуляции является общим свойством бездифракционных пучков при распространении в нелинейных средах, проявляющимся, в частности, в образовании периодической структуры СПЛ-искры.

Л и т е р а т у р а

- [1] Воробьев В.Б., Марин М.Ю., Пильский В.И., Попонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. Препринт ИВТАН № 5-145, М., 1984. 25 с.
- [2] Марголин Л.Я., Попонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Р. 218.
- [3] Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1499.
- [4] Луговой В.Н., Прохоров А.М. // УФН. 1973. Т.111С. 203.
- [5] Perez M.V., Gomes - Reymon I.M., Cuadrado J.M. // Opt. Acta. 1986. V. 33. P. 1161.

Институт высоких температур
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
27 июля 1988 г.