

основного состояния и первых конфигураций вида $1sns$. Причина этого заключается в очевидной непригодности ОАП в области сильного перекрыwania функций «быстрого» и «медленного» электронов, где наглядные физические представления ОАП становятся совершенно непригодными. Именно в этой области введение варьлируемого КА позволяет заметно улучшить результаты.

4. В соответствии с вариационным характером МАП все рассчитанные (без обмена) уровни лежат выше низшего уровня конфигурации $1snl$. В наших расчетах они всюду оказались между синглетным и триплетным уровнями данной конфигурации. Дальнейшее уточнение метода МАП должно идти по пути учета обмена.

Литература

- [1] Т. К. Ребане, Е. П. Смирнов. Опт. и спектр., 34, 1037, 1937.
 [2] Л. И. Пономарев, Т. П. Пузырина. ЖЭТФ, 52, 1273, 1067; Ж. выч. матем. и матем. физ., 8, 1256, 1968.
 [3] Т. К. Ребане, Е. П. Смирнов. Вестн. ЛГУ, № 10, 33, 1974.
 [4] Y. Assad, C. L. Pekeris, B. Schiff. Phys. Rev. A, 4, 516, 1971.

Поступило в Редакцию 5 ноября 1973 г.

УДК 535.2

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ТОНКОМ ПРОМЕЖУТКЕ МЕЖДУ ПЛОСКИМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

В. А. Пружановский

Для передачи оптического сигнала на расстояние в качестве направляющей системы может быть использован металлооптический волновод. Конструкции подобного волновода, заполненные диэлектриком, были уже рассмотрены в работах [1-3]. Что же касается полых конструкций, то им посвящено несколько опубликованных экспериментальных работ, в которых рассматриваются полые металлические трубы [4-7] или щели [8-12]. Однако во всех этих работах качество полировки отражающих поверхностей намного ниже уровня обработки металлических зеркал, принятого в оптике. В результате затухание и рассеяние светового потока оказываются значительными.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию распространения светового пучка в тонком промежутке между плоскими металлическими зеркалами, качество полировки которых соответствует 14-му классу чистоты.

Подобная теоретическая задача уже рассматривалась в [1]. На основе формулы (3) из этой работы нетрудно получить выражение для затухания симметричных волн (в децибелах на единицу длины волновода)

$$\gamma \approx - \frac{4.3429\pi m^2 |q| \varphi_q \lambda}{(2h \pm |q|)^3 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1 - \frac{m\lambda}{2(2h \pm |q|)}}}, \quad (1)$$

где для волн H_{0m}

$$q = |q| e^{i\varphi_q} = i \left(\frac{\beta_m \mu_2}{\mu_1 \chi_2} + \frac{\beta_m \mu_3}{\mu_1 \chi_3} \right), \quad \alpha_m = 1 \left/ \left(1 + \left| \frac{\pi m \mu_2}{2h \mu_1 \chi_2} \right|^2 \right) \right., \quad \beta_m = 1 \left/ \left(1 + \left| \frac{\pi m \mu_3}{2h \mu_1 \chi_3} \right|^2 \right) \right.$$

и для E_{0m}

$$q = -|q| e^{i\varphi_q} = i \left(\frac{\alpha_m \dot{\varepsilon}_2}{\dot{\varepsilon}_1 \chi_2} + \frac{\beta_m \dot{\varepsilon}_3}{\dot{\varepsilon}_1 \chi_3} \right), \quad \alpha_m = 1 \left/ \left(1 + \left| \frac{\pi m \dot{\varepsilon}_2}{2h \dot{\varepsilon}_1 \chi_2} \right|^2 \right) \right., \quad \beta_m = 1 \left/ \left(1 + \left| \frac{\pi m \dot{\varepsilon}_3}{2h \dot{\varepsilon}_1 \chi_3} \right|^2 \right) \right.$$

Остальные обозначения здесь те же, что и в [1]. Знак «+» соответствует волнам H_{0m} , знак «-» — E_{0m} . Коэффициенты коррекции α_m и β_m введены для уменьшения погрешности при малых значениях h и больших значениях $|\dot{\varepsilon}_2|$, $|\dot{\varepsilon}_3|$ и m .

Волна ТЕМ в рассматриваемой конструкции вырождается в поверхностную моду, большая часть энергии которой переносится вдоль поверхности металла с меньшим значением $|\dot{\varepsilon}_m|$. Волна E_{01} при уменьшении $|\dot{\varepsilon}_m|$ до значений, удовлетворяющих условию $|\dot{\varepsilon}_2/\chi_2 + \dot{\varepsilon}_3/\chi_3| < 2\varepsilon_1 h$, превращается в другую поверхностную моду, распространяющуюся в основном вблизи поверхности с большим значением $|\dot{\varepsilon}_m|$. Но и волна E_{01} существует в такой конструкции: в нее переходит E_{02} ; E_{03} преобразуется в E_{02} и т. д.

При $|\dot{\varepsilon}_2| = |\dot{\varepsilon}_3|$ энергия обеих поверхностных волн поровну распределяется вблизи обеих металлических поверхностей. Значительное затухание этих волн делает нереальным их практическое использование.

В проведенном эксперименте были использованы плоские зеркала размером $12 \times 8 \text{ см}^2$ с наружным алюминиевым покрытием (от объектива «Индустар-11м»). Отражающие поверхности этих зеркал сближались до зазора, высота которого определялась толщиной фиксирующих прокладок и могла изменяться в пределах от 20 до 300 мкм. Зазор выбирался так, чтобы получить затухание, которое можно было бы измерить (хотя бы для волны E_{01}).

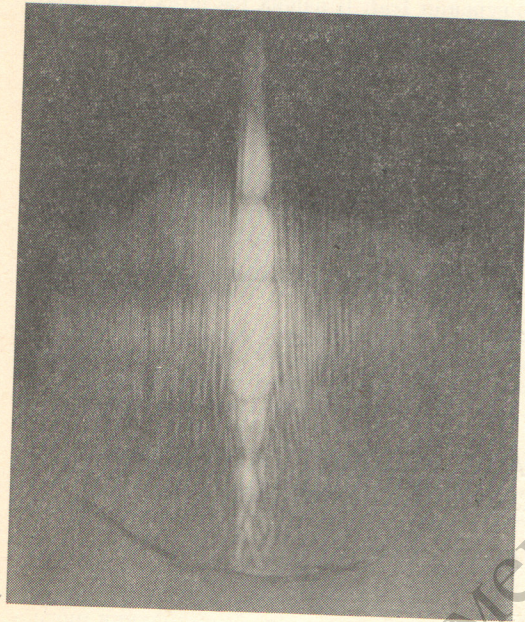


Рис. 1. Фотоснимок выходного излучения.

На один из торцов полученной направляющей системы наводился световой пучок гелий-неонового лазера ($\lambda = 0.6328 \text{ мкм}$). На противоположном торце он визуально наблюдался через горизонтальный микроскоп или измерялся с помощью фотоумножителя ФЭУ-51. Для уменьшения паразитного подсвета со стороны посторонних световых источников входное окно в корпусе фотоумножителя закрывалось интерференционным светофильтром с полосой пропускания 15 нм.

Измерение затухания производилось путем сравнения сигналов, получаемых при прохождении светового пучка вдоль широких и узких сторон зеркал. В результате при толщине зазора 28.3 мкм для направления поляризации пучка, параллельного отражающим поверхностям, было получено значение $\gamma = 2.41 \text{ дБ/см}$. Сравнивая его с величиной $\gamma = 1.02 \text{ дБ/см}$, полученной для волны E_{01} путем расчета по формуле (1) при $\epsilon_{A1} = -42.15e^{i20^\circ 23'}$ [13], можно заключить, что использованные зеркала несколько уступают по качеству тем, которые применялись в [13] для измерения оптических констант алюминия.

Что же касается затухания волны H_{01} , то оно оказалось настолько малым, что его невозможно было измерить. Теоретическое значение этого затухания составляет 0.0201 дБ/см.

Диаграмма излучения на выходе при почти симметричном возбуждении на входе [10, 12] фотографировалась аппаратом со снятым объективом, отстоящим от выходного сечения на некотором расстоянии. Один из таких фотоснимков приведен на рис. 1. Из него видно, что угловая расходимость лазерного пучка, распространяющегося в промежутке между металлическими зеркалами, меняется по-разному в различных направлениях. Так, в плоскости, параллельной отражающим поверхностям, она остается без изменений, так как здесь отсутствуют какие-либо ограничивающие поверхности, а рассеяние мало из-за хорошего качества зеркал. В то же время в плоскости, перпендикулярной к ним, расходимость пучка значительно увеличивается и на диаграмме появляются дифракционные максимумы и минимумы. Угловое расстояние между ними зависит от угла, под которым лазерный пучок вводится на входе. Четкая дифракционная картина свидетельствует об одномерности излучения и его малом рассеянии.

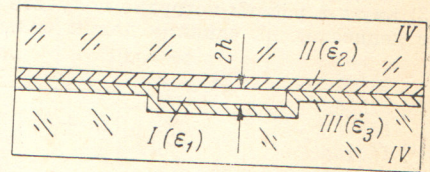


Рис. 2. Поперечное сечение волновода.

I — полый прямоугольный паз, *II* и *III* — металлическая пленка (возможно, из разных металлов), *IV* — стеклянная (либо какая-нибудь иная) полированная подложка.

Очевидно, на практике может быть осуществлена составная конструкция полого металлооптического волновода. Она может представлять собой, например, две сложенные вместе зеркальные полосы, в одной из которых выгравирован прямоугольный паз (рис. 2). Глубина последнего выбирается так, чтобы разность углов, под которыми распространяются парциальные волны, соответствующие модам H_{01} и H_{02} , $\Delta\varphi \approx \lambda/4h \sqrt{\epsilon_{11}}$, была бы много больше среднеквадратичного угла деформации отражающих поверхностей [6] и максимально допустимого угла изгиба оси волновода. В таком случае был бы затруднен переход энергии волны H_{01} к модам более высокого порядка. При глубине паза $2h = 0.5 \text{ мм}$ расчетное затухание волны H_{01} в алюминиевом волноводе составляет всего 0.37 дБ/км (при $\lambda = 0.6328 \text{ мкм}$). Ширина паза должна быть много больше его глубины (для уменьшения рассеяния на боковых стенках).

Отличительной особенностью составной конструкции волновода является возможность осуществления «оптического качества» полировки отражающих поверхностей при использовании существующего технологического оборудования, благодаря чему уже сейчас может быть достигнуто затухание, близкое к теоретическому. К тому же полый металлооптический волновод является широкополосной направляющей системой. Он может быть использован для передачи сигнала на расстояние как в диапазоне видимого света, так и во всей инфракрасной области.

Литература

- [1] В. А. Пружановский. ЖТФ, 38, 1035, 1968; ЖТФ, 40, 883, 1970; ЖТФ, 41, 1559, 1974; ЖТФ, 41, 2088, 1974; ЖТФ, 44, 6, 1974.
- [2] E. M. Garmire, H. Stoll. IEEE J. Quant. Electr., QE-8, 763, 1972.
- [3] T. Takano, J. Hamasaki. J. Inst. Electron. and Commun. Eng. Japan, 56, 385, 1973.
- [4] R. C. Ohlman, R. J. Richards, M. Tinkham. J. Opt. Soc. Am., 48, 531, 1958.
- [5] T. O. Roesler, R. Turner. Appl. Optics, 9, 971, 1970.
- [6] А. А. Дяченко, В. А. Затицкий. Радиотехн. и электр., 11, 141, 1966.
- [7] M. Groschazka, J. Pachman, J. Muzik. Electronics Lett., 3, 73, 1967.
- [8] J. Jamin. Ann. de chim. phys., 22, 311, 1848.
- [9] M. H. Fizeau. Ann. de chim. phys., 63, 385, 1861.
- [10] R. V. Jones, J. C. S. Richards. Proc. Roy. Soc. Lond., ser. A-225, 122, 1954.
- [11] D. Heinze, Ch. Schmelzer. Zs. Physik, 142, 133, 1955.
- [12] Б. С. Скоробогатов. Опт. и спектр., 3, 272, 1957; 7, 823, 1959; 7, 832, 1959.
- [13] L. G. Schulz. J. Opt. Soc. Am., 44, 357, 1954.

Поступило в Редакцию 22 ноября 1973 г.

УДК 535.2

О ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ТОКОНЕСУЩИМ ЗАРЯЖЕННЫМ СГУСТКОМ, ПРОХОДЯЩИМ ЧЕРЕЗ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНУЮ ФЕРРОДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПЛАСТИНУ

А. Б. Куканов, Г. А. Лаврова и О. Г. Горяга

После работы Векслера [1], указавшего на возможность осуществления новых механизмов ускорения частиц, был достигнут известный прогресс [2-5] в использовании для такого ускорения электронных колец. С целью детектирования ускоренного электронного кольца, нагруженного ионами, можно использовать электромагнитное излучение, возникающее при пересечении таким кольцом границы раздела двух сред или плоскопараллельной пластины.

Для математического описания этого явления следует привлечь методы, развитые в теории переходного излучения, впервые предсказанного Гинзбургом и Франком [6] и исследованного рядом авторов [7-12]. Цытовичем [12] впервые была рассмотрена задача о переходном излучении токонесущими и заряженными сгустками при их прохождении через границу.

Пусть токонесущий заряженный кольцевой сгусток движется поступательно и равномерно со скоростью $v_3 > 0$ вдоль оси z , пересекая по нормали плоскопараллельную ферродиеlectricкую пластину толщины a . $\epsilon = \epsilon(\omega)$ и $\mu = \mu(\omega)$ суть ее диэлектрическая и магнитная проницаемости. Плоскости пластины считаем совмещенными с плоскостями $z = 0$ и $z = a$. Пластина помещена в вакуум. Мы предполагаем, что потери энергии рассматриваемым объектом на единице длины пути пренебрежимо малы по сравнению с его кинетической энергией.

Будем интересоваться излучением заряженного токонесущего сгустка как целого. Плотность распределения электрического заряда $\rho(\mathbf{r}, t)$ и плотность тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ сгустка запишем в виде [13, 14]

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{2\pi h (\xi_2^2 - \xi_1^2)} \eta(h - |z - v_3 t|) \eta(\xi_2 - \xi) \eta(\xi - \xi_1). \quad (1)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) (v_3 \mathbf{e}_z + \xi \omega_0 \mathbf{e}_\psi), \quad (2)$$

где e — заряд сгустка, равномерно распределенный по объему, ограниченному в цилиндрических координатах $\xi = \sqrt{x^2 + y^2}$, ψ , z координатными поверхностями $\xi = \xi_2$,