ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ԳԻՏԱԿԱՆ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЕРЕВАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

Բնական գիտություններ 3, 1979 Естественные науки

Физика

Ю. О. АВЕТИСЯН, К. М. МОВСИСЯН, П. С. ПОГОСЯН

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО СВЕТА В ВОЛНОВОДЕ, ЗАПОЛНЕННОМ НЕЛИНЕЙНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Рассмотрен процесс детектирования квазимонохроматического света в нелинейном кристалле, помещенном в прямоугольный волновод. Исследованы спектральные характеристики поля в волноводе. Рассмотрено также влияние потерь в кристалле на процесс детектирования света.

Детектирование света с помощью нелинейного кристалла имеет большие перспективы для целого ряда практических применений [1—3]. К ним, в частности, относится получение ультракоротких электрических импульсов при детектировании излучения пикосекундного лазера. Спектр таких импульсов в основном лежит в области СВЧ, и возникает трудность неискаженного вывода сигнала с нелинейного кристалла. Для этого необходимо использовать широкополосные системы передачи электромагнитного поля. Наиболее простое и в то же время удовлетворительное решение можно получить, помещая нелинейный кристалл в волновод.

В настоящей работе рассматривается детектирование квазимонохроматического излучения. Предполагается, что среда с диэлектрической проницаемостью ε полностью заполняет поперечное сечение волновода и на участке длины [O; L] обладает нелинейными свойствами.

В качестве исходных используются уравнения Максвелла, записанные для фурье-компонент возбуждаемого поля

$$\mathrm{rot}\vec{H}(\omega)=\frac{-i\omega\varepsilon(\omega)}{c}\vec{E}(\omega)+\frac{4\pi i\omega}{c}\vec{P}^{NL}_{(\omega)}, \tag{1}$$

$$\mathrm{rot}\vec{E}(\omega)=\frac{i\omega}{c}\vec{H}(\omega). \tag{2}$$

Фурье-образ нелинейной поляризации $\vec{P}^{NL}_{(\omega)}$ определяется из выражения (см., напр., [4]).

$$\vec{P}^{NL}_{(\omega)}=\int\int\vec{p}_0A(\omega_1\vec{r})A^*(\omega_2\vec{r})\chi_{\text{эф}}(\omega_1\omega_2)\delta(\omega_1-\omega_2-\omega)d\omega_1d\omega_2, \tag{3}$$

где $\vec{P}_0$ — единичный вектор, $\chi_{\text{эф}}(\omega_1\omega_2)$ — эффективное значение тензора нелинейной восприимчивости, $A(\omega\vec{r})$ — фурье-компонента напряженности электрического поля возбуждающего излучения.

В уравнениях Максвелла величина $i\omega\vec{P}^{NL}_{(\omega)}$ выполняет роль плотности тока сторонних источников. Поэтому для их решения воспользуемся той же методикой, что и в задачах по возбуждению волновода внешним током (см., напр., [5]). Предварительно упростим выражение (3). В приближении заданного поля для плоских возбуждающих волн имеем

$$A(\omega\vec{r})=A(\omega)e^{-ikz}.$$

Если также учесть, что в реальных ситуациях дисперсия в полосе частот возбуждающего поля невелика, т. е.

$$k(\omega_1)-k(\omega_2)=\frac{\omega_1-\omega_2}{u_{гр}},$$

и, кроме того, пренебречь дисперсией нелинейной восприимчивости, то выражение (3) приводится к виду

$$\vec{P}^{NL}_{(\omega)}=\vec{p}_0\chi_{эф}\,e^{-ik_sz}\int A(\omega_1)A^*(\omega_1-\omega)d\omega_1, \tag{4}$$

где $k_s=\frac{\omega}{u_{гр}}$, $u_{гр}$ — групповая скорость.

Решение уравнений приведем для случая, когда направление вектора $\vec{p}_0$ параллельно узкой стенке волновода (ось y). При этом можно показать, что возбуждаются только волны H_{m0} типов с нечетным индексом m и поперечные составляющие поля в волноводе в области $z>L$ определяются из выражений

$$E_y(\omega)=\sum_{m=1}\frac{-8i\omega^2\chi_{эф}F(\omega)\sin\frac{m\pi}{a}x}{mc^2\gamma\,a}\operatorname{sinc}(k_s-\gamma)\frac{L}{2}e^{-i\left(\gamma z+\frac{k_s-\gamma}{2}L\right)}, \tag{5}$$

$$H_x(\omega)=\frac{E_y(\omega)}{\rho}, \tag{6}$$

где $\gamma=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon-\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2}$ — фазовая постоянная, a — размер широкой стенки волновода, $\rho=\frac{\omega}{c\gamma}$ — волновое сопротивление, функции

$$\operatorname{sinc}x=\frac{\sin x}{x},\ \text{а}\ F(\omega)=\int A(\omega_1)A^*(\omega_1-\omega)d\omega_1.$$

Из (5) следует, что спектр возбужденного излучения существенно зависит от степени выполнения синхронизма взаимодействия $k_s=\gamma$. Поскольку фазовая постоянная γ зависит от индекса m, то условие синхронизма для различных мод будет выполняться на разных частотах:

$$\omega_{cm}=\frac{m\pi c}{a\sqrt{\varepsilon-n_s^2}}. \tag{7}$$

При прочих равных условиях наиболее интенсивной в спектре будет линия с частотой ω_{c1}, так как эффективность возбуждения моды H_{m0} обратно пропорциональна значению индекса m.

Для анализа выражения (5) необходимо задать вид зависимости $F(\omega)$. В большинстве случаев возбуждающее поле является случайной функцией времени, т. е. эта зависимость недетерминирована. Поэтому удобно рассматривать энергетические характеристики излучения, так как при этом проводится усреднение и неопределенность, вызываемая случайным характером поля, отпадает. В предположении стационарности излучения для мощности поля в волноводе имеем

$$I=\frac{c}{4\pi\rho}\int_S ds\int J(\omega)d\omega, \tag{8}$$

где $J(\omega)\delta(\omega-\omega')=\overline{E_y(\omega)E_y^*(\omega')}$ и чертой обозначено статистическое усреднение. Подставляя сюда $E_y(\omega)$ из (5) и проводя интегрирование по поперечному сечению волновода, получаем

$$I=\int\sum_{m=1}\frac{8\chi_{эф}^2\omega^3L^2S}{m^2\pi c^2\gamma}\Phi(\omega)\operatorname{sinc}^2(k_s-\gamma)\frac{L}{2}d\omega, \tag{9}$$

где $\Phi(\omega)\delta(\omega-\omega')=\overline{F(\omega)F^*(\omega')}$, S — площадь поперечного сечения волновода.

Для проведения усреднения в этом выражении необходимо задать определенную статистику возбуждающего излучения. Рассмотрим случай, когда в различные моменты времени значения поля распределены по нормальному закону. Так, например, такая статистика имеет место для излучения твердотельного лазера, содержащего большое число некоррелированных мод. Используя известное соотношение для величин x_j, распределенных по нормальному закону $\overline{x_1x_2x_3x_4}=\overline{x_1x_2}\,\overline{x_3x_4}+\overline{x_2x_3}\,\overline{x_1x_4}+\overline{x_1x_3}\,\overline{x_2x_4}$, получаем

$$\Phi(\omega)=2\int S(\omega_1)S(\omega_1-\omega)d\omega_1, \tag{10}$$

где $S(\omega_1)$ — спектральная плотность (фурье-образ функции автокорреляции) возбуждающего излучения.

Таким образом, задавая форму спектральной линии квазимонохроматического света, т. е. вид функции $S(\omega_1)$, можно рассчитать мощность поля в волноводе. Для иллюстрации основных особенностей процесса детектирования света в волноводе рассмотрим случай гауссовой формы спектра $S(\omega_1)$. При этом получаем

$$I=\int\sum_{m=1}\frac{8S\chi_{эф}^2L^2I_0^2\sigma}{m^2c\sqrt{\varepsilon-\left(\frac{m\pi c}{a\omega}\right)^2}}D(\omega)B(\omega)d\omega, \tag{11}$$

где $D(\omega)=\frac{\omega^2}{\sigma^2}e^{-2(\ln 2)\omega^2/\sigma^2}$, $I_0=\frac{4\pi}{cnS}W_0$, σ и W_0 — ширина спектральной линии и мощность возбуждающего излучения, $B(\omega)=\mathrm{sinc}^2(k_s-\gamma)\frac{L}{2}$.

Из (11) следует, что энергетический спектр излучения в основном определяется произведением функций D (ω) B (ω). Функция B(ω,), характеризующая синхронизм нелинейного взаимодействия, очевидно, будет максимальна на частотах, определяемых выражением (7). Эффективная полоса частот, в пределах которой эта функция принимает значения, близкие к максимальному, определяется из формулы $\Delta\omega=5{,}56cn_s[L(\varepsilon-n_s^2)]^{-1}$. Функция D(ω) принимает максимальное значение на частоте $\omega_ц=\sigma(2\ln 2)^{-1/2}$, и ширина ее спектра $\sim\sigma$. Выбирая подходящим образом размер широкой стенки волновода, можно достичь равенства $\omega_{c1}=\omega_ц$ и тем самым обеспечить высокую эффективность возбуждения СВЧ излучения. В большинстве практических случаев $\sigma\gg\Delta\omega$.

Таким образом, в отличие от случая детектирования света на фотокатоде [6] спектральная ширина линии излучения определяется не спектром возбуждающего поля, а дисперсией волновода.

В проведенном выше расчете мощности поля в волноводе мы пренебрегали диэлектрическими потерями кристалла. При наличии небольших потерь, т. е. когда еще справедлив метод разложения поля по собственным волнам волновода, мы приходим вновь к выражению (11) с той лишь разницей, что здесь

$$B(\omega)=\frac{1+e^{-\alpha L}-2e^{-\alpha L}\cos\Delta kL}{L^2(\alpha^2+\Delta k^2)},\qquad(12)$$

α — коэффициент затухания волны в волноводе, $\Delta k=k_s-\gamma$. При выводе (12) пренебрегались потери кристалла на оптических частотах, что справедливо для большинства нелинейных материалов. Из полученного выражения видно, что при выполнении условия синхронизма взаимодействия ($\Delta k=0$) рост мощности с увеличением длины кристалла, начиная с $L\simeq\frac{2}{\alpha}$, происходит незначительно. Нетрудно также убедиться, что при $\Delta k\gg\alpha>\frac{2}{L}$ зависимость мощности излучения от частоты в основном обусловлена формой спектральной линии возбуждающего излучения. Это обстоятельство, в частности, может быть использовано для определения спектральных характеристик возбуждающего излучения.

Анализ полученных результатов показывает, что когда длина волны возбуждаемого излучения в нелинейном кристалле значительно короче поперечных размеров волновода, то для расчета интенсивности на РЧ с достаточной точностью можно воспользоваться методом разложения поля по плоским волнам. В этом приближении рассмотрим задачу о возбуждении излучения РЧ с помощью двух лазерных пучков гауссового профиля.

Возбуждающие лазерные поля имеют следующий вид

$$\vec{E}_j=\vec{e}_jA_j(x,y)B_j\left(t-\frac{z}{u_{гр}}\right)e^{i(\omega_jt-k_jz)},$$

где $j=1,2$ и $k_j=\frac{n_j(\omega)\omega_j}{c}$,

$$A_j(x,y)=A_{j0}e^{-(x^2+y^2)r_j^{-2}},$$

$$B_j\left(t-\frac{z}{u_{гр}}\right)=B_{j0}e^{-\frac{8}{\tau_j^2}\left(t-\frac{z}{u_{гр}}-t_{oj}\right)^2},$$

τ_j — длительность лазерного импульса на уровне e^{-2}, r_j —эффективный радиус пучка, t_{oj} — временное смещение.

Для углового спектра возбуждаемого поля получается следующее уравнение

$$\frac{d^2A(\alpha,\beta,z,\Omega)}{dz^2}+g^2A(\alpha,\beta,z,\Omega)=-\eta F(\alpha,\beta)Q(t_0,\tau_1,\tau_2,\Omega)\times$$
$$\times e^{-(\Omega-\Omega_0)^2\frac{\tau_1^2\tau_2^2}{32(\tau_1^2+\tau_2^2)}}e^{-ik_{в}z}, \tag{13}$$

где $\Omega_0=\omega_2-\omega_1$ разностная частота, $g^2=k^2-\alpha^2-\beta^2$, $k=\frac{n(\Omega)\Omega}{c}$, $k_{в}=\frac{n(\omega)\Omega}{c}$, $F(\alpha,\beta)$ определяется сверткой угловых спектров возбуждающих лазерных пучков, $\eta=4\pi\chi_{эф}\left(\frac{\Omega}{c}\right)^2$ и

$$Q(t_0,\tau_1,\tau_2,\Omega)=\frac{B_{10}B_{20}\tau_1\tau_2}{2^{5/2}\pi^{1/2}\sqrt{\tau_1^2+\tau_2^2}}\,e^{-\left[\frac{8t_0^2}{\tau_1^2+\tau_2^2}+i(\Omega-\Omega_0)\frac{\tau_1^2}{\tau_1^2+\tau_2^2}t_0\right]}.$$

Решение уравнения (13) для прямой волны с учетом условия $A(\alpha,\beta,z,\Omega)|_{z=0}=0$ имеет вид

$$A(\alpha,\beta,z,\Omega)=\frac{i\eta z}{k_{в}+g}F(\alpha,\beta)Q(t_0,\tau_1,\tau_2,\Omega)\,e^{-\frac{\tau_1^2\tau_2^2}{32(\tau_1^2+\tau_2^2)}(\Omega-\Omega_0)^2}\times$$
$$\times e^{i\frac{k_{в}+g}{2}z}\operatorname{sinC}\frac{k_{в}-g}{2}z. \tag{14}$$

Для углового распределения интенсивности имеем

$$I=\left(\frac{\eta l}{k_{в}+g}\right)^2|Q|^2e^{-(\Omega-\Omega_0)^2\frac{\tau_1^2\tau_2^2}{16(\tau_1^2+\tau_2^2)}}\sin^2C\,\frac{k_{в}-g}{2}l. \tag{15}$$

Из (15) видно, что эффективное излучение получается при

$$k_{в}=g=k\cos\theta_0.$$

Угловая ширина $\Delta\theta_0$ излучения определяется первым нулем функции $\sin^2C\frac{k_{в}-g}{2}e$, т. к. основная доля энергии сосредоточена в этой области

$$\Delta\theta_0 \approx \frac{2\pi}{k_в l}\,\mathrm{ctg}\,\theta_0.$$

Оценим длительность и ширину спектра возбуждаемого импульса. Из выражения (14) для длительности τ на уровне e^{-2} имеем

$$\tau = \frac{\tau_1\tau_2}{\sqrt{\tau_1^2+\tau_2^2}}.$$

Спектральная ширина на уровне 0,5I из (15) будет

$$\Delta\Omega \approx 6{,}66\frac{1}{\tau}.$$

Для мощности излучения получается

$$P \approx 2^9\pi^{5/2}\frac{n}{n_1 n_2}\left(\frac{r_1 r_2}{r_1^2+r_2^2}\right)^2 \frac{N^2\Omega_0^2}{c^5 k_в}\, l\, P_1 P_2\, e^{-\frac{16t_0^2}{\tau_1^2+\tau_2^2}}\, e^{-\frac{r^2k^2\sin^2\theta_0}{2}}. \quad (16)$$

Формула (16) позволяет судить о эффективности преобразования в зависимости от пространственной и временной когерентности лазерных пучков.

В заключение сделаем следующие замечания:

а) Благодаря малоинерционности нелинейных кристаллов и широкой полосе пропускания волноводов, предлагаемый метод детектирования света имеет большую перспективность, чем детектирование на фотокатоде.

б) Рассмотренная задача отвечает практической ситуации — детектированию света модулированного СВЧ колебаниями. Кроме этого, она достаточно общая, поскольку результаты аналогичных расчетов в приближении плоских взаимодействующих волн могут быть получены при соответствующем предельном переходе размеров волновода к бесконечности.

в) Нами была рассмотрена только квадратичная нелинейная восприимчивость среды, что оправдано для большинства нелинейных кристаллов при полях значительно меньших, чем атомные.

г) При детектировании импульсов с достаточно широким спектром следует соблюдать определенную осторожность, а именно при незначительных потерях в волноводе ($\alpha L \ll 1$) спектр сигнала будет определяться дисперсией волновода.

Кафедра радиофизики и электроники *Поступила 11.06.1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. **Зубов Б. В., Костин В. В.**, ЖПС, **11**, 732, 1969.
2. **Хирд Г.**, Измерение лазерных параметров, изд. «Мир», М., 1970.
3. **Бокуть Б. В., Казак Н. С.**, ЖПС, **26**, 1007, 1977.
4. **Файн В. М.**, Фотоны и нелинейные среды, т. 1, изд. «Сов. радио», М., 1972.
5. **Вайнштейн Л. А.**, Электромагнитные волны, изд. «Сов. радио», М., 1957,
6. **Forrester A. T.**, J. Opt. Soc. Am., **51**, 253, 1961.

ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Կ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Պ. Ս. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՈՎ ԼՑՎԱԾ ԱԼԻՔԱՏԱՐՈՒՄ ՔՎԱԶԻՄԵՆԵՐԱՆԳ ԼՈՒՅՍԻ ԴԵՏԵԿՏՈՒՄԸ

Ամփոփում

Դիտարկված է ուղղանկյուն ալիքատարում տեղադրված ոչ գծային բյուրեղում քվազիմեներանգ լույսի դետեկտման երևույթը։ Հետազոտված են ալիքատարում դաշտի սպեկտրալ բնութագրերը։ Դիտարկված է նաև բյուրեղում կորուստների ազդեցությունը լույսի դետեկտման պրոցեսի վրա։