

Аналогичное явление авторы наблюдали при освещении полей фотометра циркулярно поляризованным светом, со встречным направлением поляризации. Если у обоих полей направление циркулярной поляризации заменить на обратное (поворотом пластинки $1/4$ длины волны), то равенство яркости полей нарушается. Однако в этом случае f существенно зависит от ориентации фотометрических полей относительно глаза. Авторы полагают, что такой результат может быть объяснён анизотропией преломляющих сред глаза, открытой в 1940 г. Бэмом.

Суть объяснения сводится к тому, что преломляющие среды глаза преобразуют циркулярно поляризованный свет в поляризованный эллиптически, а дихроичный элемент реагирует на эллиптически поляризованный свет по-разному — в зависимости от его ориентации.

Разумеется, реферируемая работа может рассматриваться только как весьма предварительная. Однако она открывает новые интересные возможности изучения свойств человеческого глаза. Помимо этого, она имеет несомненное практическое значение. Как известно, действие большинства субъективных спектрофотометров основано на уравнивании яркостей двух полей, освещаемых светом, линейно поляризованным во взаимно перпендикулярных направлениях. Исследования авторов показывают, что неучёт поляризационных особенностей человеческого глаза может здесь служить источником серьёзных ошибок. Не исключено, в частности, что это обстоятельство является одной из причин часто наблюдаемых значительных нарушений равенства фотометрических полей вдоль границы их раздела.

Таким образом, с точки зрения техники визуального спектрофотометрирования дальнейшее изучение способности человеческого глаза воспринимать поляризованный свет является совершенно необходимым.

В. Юрвев

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ В АМПЛИТУДНУЮ С ПОМОЩЬЮ ВОЛНОВОДА *)

Автором реферируемой работы указан новый метод преобразования частотной модуляции в амплитудную — с помощью волновода. Метод основан на зависимости фазовой скорости электромагнитной волны в волноводе от её частоты. Эта зависимость для волновода без неоднородностей выражается, как известно, следующим соотношением:

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}. \quad (1)$$

Здесь v — фазовая скорость волны, f — её частота, λ — длина волны в свободном пространстве, $\lambda_{кр}$ и $f_{кр}$ — постоянные, зависящие от геометрических размеров сечения волновода. Распространение электромагнитных волн с длиной волны, большей чем $\lambda_{кр}$ (т. е. частотой меньшей $f_{кр}$), в волноводе данного сечения невозможно. Поэтому постоянная $f_{кр}$ носит название «критической частоты», а $\lambda_{кр}$ «критической длины волны».

На рисунке (см. стр. 290) слева изображена векторная диаграмма амплитудно-модулированного сигнала:

$$\begin{aligned} a &= A(t) \sin \omega_0 t = A_0 (1 + M \cos \Omega t) \sin \omega_0 t = \\ &= A_0 \sin \omega_0 t + \frac{MA_0}{2} \sin (\omega_0 + \Omega)t + \frac{MA_0}{2} \sin (\omega_0 - \Omega)t. \end{aligned} \quad (2)$$

Справа показана векторная диаграмма при узкополосной частотной модуляции. В этом случае

$$\begin{aligned} a &= A_0 \sin \omega_0 t = A_0 \sin [\omega_0 t + m \sin \Omega t] = \\ &= A_0 \{ \cos (m \sin \Omega t) \sin \omega_0 t + \sin (m \sin \Omega t) \cos \omega_0 t \}, \end{aligned} \quad (3)$$

*) P. S. Rogell, J. Appl. Phys. 21, 629 (1950).

где $m \ll 1$ (узкополосная модуляция). При малом m можно положить

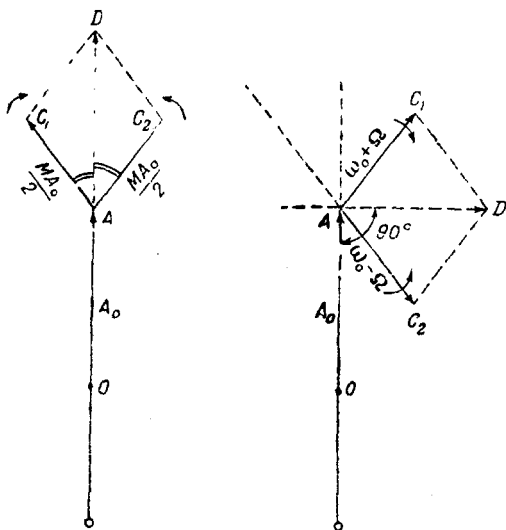
$$\sin(m \sin \Omega t) \approx m \sin \Omega t,$$

$$\cos(m \sin \Omega t) \approx 1.$$

Тогда

$$\begin{aligned} a &= A_0 (\sin \omega_0 t + m \sin \Omega t \cos \omega_0 t) = \\ &= A_0 \left[\sin \omega_0 t + \frac{m}{2} \sin (\omega_0 + \Omega) t - \frac{m}{2} \sin (\omega_0 - \Omega) t \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Частотно-модулированное колебание представляет собой в этом случае сумму трёх колебаний: несущей частоты и двух боковых. Но в противоположность случаю амплитудной модуляции фаза колебания одной из боковых частот ($\omega_0 - \Omega$) сдвинута на 180° по отношению к фазе этого колебания при амплитудной модуляции (знак минус в последнем члене). Поскольку фазовая скорость волны в волноводе зависит от её частоты, постольку разность фаз между колебаниями боковых частот и несущей при прохождении через волновод изменяется. Волновод вносит некоторый сдвиг фаз и для волны частоты $\omega_0 + \Omega$, и для волны частоты $\omega_0 - \Omega$. Одна ко для разных частот сдвиги фаз получаются различными. Это соответствует повороту векторов OA , AC_1 и AC_2 на некоторые углы (не равные между собой). Пусть после волновода вектор AC_1 повернулся на 270° , а вектор AC_2 — на 450° . Фазовые и частотные соотношения будут тогда те же, что и при



амплитудной модуляции, т. е. фазовая модуляция превратится в амплитудную.

Сечение волновода подбирается таким, чтобы несущая частота модулированного колебания была близка к критической частоте волновода: тогда знаменатель в формуле (1) близок к нулю, и малым приращениям частоты соответствуют значительные приращения скорости. Тем самым легче создать значительный сдвиг фаз для волн боковых частот и становится меньше необходимая длина волновода.

Автор предлагает трансформацию частотной модуляции в амплитудную вести на фиксированной промежуточной частоте ω_m , амплитудно-модулированной переменной частотой передаваемого сигнала Ω . Тогда на выходе из волновода получим колебания несущей ультравысокой частоты амплитудно-модулированные промежуточной частотой ω_m , которая в свою очередь амплитудно-модулирована частотой передаваемого сигнала Ω . Вторая модуляция, частотой Ω , вносит в описанный выше процесс сдвига фаз волноводом некоторые искажения; но

расчёт показывает, что эти искажения достаточно малы. При $\frac{\omega}{\omega_m} = 0,1$ они не превышают, например, 1%.

О соотношении между параметрами преобразования даёт некоторое представление следующий численный пример. Пусть несущая частота $f_0 = 3000$ Мгц; преобразование модуляции ведётся на волне типа H_{01} в волноводе высотой в 5,06 см. Такому волноводу соответствует критическая частота $f_{кр} = 2960$ Мгц. Промежуточная частота ω_m выбирается тогда из условия

$$f_m = \frac{\omega_m}{2\pi} = \frac{240}{289}(f_0 - f_{кр}).$$

Вычисление даёт $f_m = 33,2$ Мгц. Длина волновода даётся условием $L = \frac{17c}{8[f_0(f_0 - f_{кр})]^{1/2}}$ и равна 1,30 м. Ширина полосы 73,0 Мгц. При частотах сигнала до 3,3 Мгц искажения на выходе из волновода не превышают 1%.

М. Г.

СВЕТОСИЛЬНЫЕ МОНОХРОМАТОРЫ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ Б. Я. ПИНЕСА

Вопрос о получении интенсивных монохроматических пучков рентгеновских лучей как для целей рентгеноструктурного анализа, так и для различных исследований по физике рентгеновских лучей, с давних пор интересовал исследователей.

Первоначально для этого пользовались обычными плоскими кристаллами. Позже, после того как были изобретены рентгеновские спектрографы с изогнутым кристаллом типа Иоганна и Кошуа¹, стали использовать эти кристаллы. В этом случае обычно используются изогнутые по цилиндру кристаллы, от которых отражается расходящийся пучок рентгеновских лучей, который после отражения превращается в сходящийся. Однако при этом точечный источник рентгеновских лучей в месте схождения отражённых лучей изображается линией, параллельной оси изгиба кристалла.

Можно, однако, осуществить с помощью одного изогнутого по цилиндру кристалла и такую фокусировку, при которой точка изобразится точкой же; для этого нужно кристалл изогнуть в направлении, перпендикулярном тому, которое было выбрано в предыдущем случае. При этом из падающего на кристалл расходящегося пучка рентгеновских лучей отразятся только те лучи, которые падают под одним определённым углом (под брэгговским углом), так что после отражения пучок расходящийся заменится параллельным. Но за счёт того, что кристалл изогнут, та линия, которая получилась бы при отражении от плоского кристалла, заменится точкой. Иначе говоря, изогнутый таким образом кристалл сводит спектральную линию в точку. Такие методы разрабатывали и Хамош², и Долежек и Тайерль³. Однако светосила такого метода значительно ниже, чем предыдущего. Несколько иным путём шёл автор настоящей заметки⁴, пытавшийся повысить светосилу рентгеновского спектрографа с помощью плоского кристалла, располагая его наименее выгодным образом относительно фокуса трубки.

Наконец, можно использовать два кристалла, изогнутых каждый в отдельности по цилиндрической поверхности так, чтобы оси этих поверхностей были взаимно перпендикулярны. Этот метод даёт схождение пучка