

(особенно при больших значениях ζ) становятся возможными высокочувствительные измерения сверхмалых скоростей перемещения объектов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Степанов С.И., Трофимов Г.С. Тез. докл. У1 Всесоюз. школы-семинара по оптической обработке информации, ч. 2. Фрунзе, 1986, с. 34-35.
- [2] Барменков Ю.О., Зосимов В.В., Кожевников Н.М., Липовская М.Ю., Лямшев Л.М. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. В. 6. С. 1339-1343.
- [3] Абдулаев Н.Г., Барменков Ю.О., Зайцев С.Ю., Зосимов В.В., Зубов В.П., Кожевников Н.М., Липовская М.Ю., Лямшев Л.М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 4. С. 833-836.
- [4] Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Соскин М.С. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 2. С. 420-425.
- [5] Степанов С.И. В кн.: Оптическая голография с записью в трехмерных средах. Л.: Наука, 1986, с. 17-30.

Поступило в Редакцию
6 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

06.3; 07; 09

© 1990

РЕЗОНАНСНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОНКОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ПЛЕНКЕ

М.И. Б а к у н о в, С.Н. Ж у к о в

В связи с задачами разработки новых элементов СВЧ микроэлектроники в работе указан и исследован эффект сильного преобразования поляризации электромагнитного излучения в тонкой по сравнению с длиной волны пленке гиротропной плазмоподобной среды (в частности, полупроводниковой), реализующийся при выполнении в пленке условий плазменного резонанса. Резонансный характер эффекта обеспечивает возможность эффективного управления преобразованием поляризации падающей на пленку волны путем относительно малого изменения величины внешнего магнитного поля либо концентрации носителей в пленке (например, за счет инжекции или ионизации). При этом могут быть реализованы следующие режимы: поворот

плоскости поляризации на заданный угол вплоть до 90° , преобразование линейной поляризации в эллиптическую или круговую и обратно и т. д. Управляемые тонкопленочные преобразователи поляризации на плазменном резонансе могут быть использованы, в частности, в качестве модуляторов СВЧ излучения и согласующих устройств.

Рассмотрим слоистую структуру, состоящую из однородной плазменной пленки $-\frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2}$ с наложенным вдоль оси y внешним магнитным полем и идеально проводящего (металлического) экрана при $x=L$, на которую из $x=-\infty$ падает под углом θ произвольно поляризованная электромагнитная волна вида $\vec{E}(x, y, t) = \vec{E}_0 \exp(i\omega t - ik_0 x \cos \theta x - ik_0 \sin \theta y)$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$. Пленка считается настолько тонкой, что выполнены неравенства

$$k_0 d \ll 1, k_0 d |\varepsilon_{ij}| \ll 1, \quad (1)$$

где ε_{ij} - компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы. Предполагается также, что в пленке выполнено условие плазменного резонанса

$$|\varepsilon_{xx}| \ll 1, \quad (2)$$

причем определяющие компоненту тензора $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_0 - i\gamma$ малые параметры частотной отстройки от резонанса $|\varepsilon_0| \ll 1$ и поглощения $\gamma \ll 1$ выражаются известным образом (см., например, [1])

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_L \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_B^2}\right), \quad \gamma = \frac{\gamma_{eff}}{\omega} \varepsilon_L \frac{\omega^2 + \omega_B^2}{\omega^2 - \omega_B^2} \quad (3)$$

через плазменную частоту пленки ω_p , гирочастоту носителей ω_B , эффективную частоту соударений γ_{eff} и диэлектрическую проницаемость кристаллической решетки ε_L в случае твердотельной пленки (для газовой плазмы $\varepsilon_L = 1$).

С точностью до членов порядка $k_0 d$ компоненты амплитуды электрического поля отраженной волны E_{ry} , E_{rz} могут быть найдены с учетом условия $E_{y,z}(x=L) = 0$ при помощи полученных в [2] формул связи полей и их производных на краях тонкого плазменного слоя. Результаты расчета приведем для случая, когда выполнены условия

$$\sin \theta = \frac{\omega_B}{\omega}, \quad (4)$$

$$L = \frac{(2m+1)\pi}{4k_0 \cos \theta}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

обеспечивающие, как показывает анализ, наиболее эффективное преобразование поляризации падающей волны. В получающиеся формулы

$$E_{ry} = \frac{i \cos \theta}{\delta \sin^2 \theta - \cos \theta} \left[(-1)^{m+1} E_{0y} + \delta \sin^2 \theta E_{0z} \right], \quad (6a)$$

$$E_{rz} = \frac{i \cos \theta}{\delta \sin^2 \theta - \cos \theta} \left[\delta \operatorname{tg}^2 \theta E_{oy} + (-1)^{m+1} E_{oz} \right] \quad (66)$$

входит комплексный параметр

$$\delta = \frac{i k_0 d}{\varepsilon_0 - i \nu}, \quad (7)$$

характеризующий резонансные свойства плазменной пленки.

При подавлении плазменного резонанса за счет частотной отстройки или соударений ($|\varepsilon_0 - i \nu| \gg k_0 d$) параметр δ мал и, как видно из (6), эффективное преобразование падающей волны невозможно. Если же $|\varepsilon_0 - i \nu| \lesssim k_0 d$, то даже в очень тонких пленках параметр δ не является малым, вследствие чего и реализуется сильное резонансное преобразование поляризации падающей волны. Для того, чтобы оно не сопровождалось резонансным поглощением энергии в пленке, параметр δ должен быть чисто мнимым. Это условие, согласно формуле (7), сводится к требованию слабости соударений: $\nu \ll |\varepsilon_0| \lesssim k_0 d$.

Из формул (3), (6), (7) видно, что резонансным преобразованием поляризации падающей волны можно эффективно управлять путем изменения входящего в δ параметра расстройки ε_0 , например, при фиксированной частоте ω за счет относительно малого изменения величины ω_B (индукции внешнего магнитного поля) или ω_p (концентрации носителей в пленке).

В случае падающей линейно поляризованной волны ТМ-типа ($E_{oy} \neq 0, E_{oz} = 0$) поляризация отраженной волны с уменьшением $|\varepsilon_0|$ (т. е. с увеличением $|\delta|$) плавно изменяется от линейной ТМ-типа при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \ll 1$ через эллиптическую (оси y, z - главные оси проекции эллипса на плоскость y, z) к круговой при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta = 1$ (направление вращения вектора \vec{E} определяется знаком ε_0) и далее снова через эллиптическую к линейной ТЕ-типа при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \gg 1$. Таким образом, при выполнении последнего неравенства имеет место полная трансформация из ТМ- в ТЕ-моду. Преобразование поляризации падающей ТЕ-волны ($E_{oy} = 0, E_{oz} \neq 0$) с уменьшением $|\varepsilon_0|$ происходит в обратном порядке.

Если падающая волна поляризована эллиптически, причем оси y, z - главные, то возможно ее преобразование в линейно поляризованную волну: при $\delta = (-1)^m \operatorname{ctg}^2 \theta$ (E_{oz} / E_{oy}) отражается волна ТМ-типа, а при $\delta = (-1)^m \sin^{-2} \theta$ (E_{oy} / E_{oz}) - волна ТЕ-типа.

Как известно, при отражении циркулярно поляризованной волны от металлического экрана направление вращения вектора \vec{E} в ней меняется на обратное, что и имеет место в рассматриваемой системе при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \ll 1$. В обратном же пределе ($|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \gg 1$) в системе реализуется отражение волны без изменения направления вращения.

При необходимости формулы (6) позволяют найти условия реализации и других более сложных режимов преобразования поляриза-

ции падающей волны (поворота и деформации эллипса поляризации, преобразования круговой поляризации в эллиптическую и т. д.).

Поворот плоскости линейной поляризации на заданный (в зависимости от ϵ_0) угол без изменения типа поляризации может быть реализован в структуре, подобной рассмотренной выше, но с достаточно сильным магнитным полем ($\omega_B \gg \omega_p$), ориентированным в плоскости x, z под углом α к оси x ($\alpha \neq 0, \pm \frac{\pi}{2}, \pi$). При этом условие максимальной трансформации (4) заменяется на $\sin \theta = |\operatorname{tg} \alpha|$, а условие (5) остается прежним. Формулы (6) для E_{ry}, E_{rz} изменяются незначительно, требуется только в выражениях, стоящих в квадратных скобках, сделать следующую замену: в (6а) — δ на $i\delta \operatorname{sgn}(\operatorname{tg} \alpha)$, а в (6б) — δ на $-i\delta \operatorname{sgn}(\operatorname{tg} \alpha)$, причем входящие в δ параметры расстройки и поглощения определяются теперь формулами $\epsilon_0 = \epsilon_L(1 - \omega_p^2 \sin^2 \alpha / \omega^2)$, $\nu = \epsilon_L \nu_{\text{eff}} / \omega$. В результате, например, для случая падающей ТМ-волны получаем соотношение

$$\frac{E_{rz}}{E_{ry}} = (-1)^m i \delta \operatorname{tg}^2 \theta \operatorname{sgn}(\operatorname{tg} \alpha), \quad (8)$$

из которого видно, что в беспоглощательном режиме (параметр δ — мнимый) с уменьшением $|\epsilon_0|$ (за счет изменения ω_p или α) угол поворота плоскости поляризации плавно возрастает от 0° при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \ll 1$ до 90° при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \gg 1$. Этот вывод сохраняется и в случае падающей ТЕ-волны.

Наиболее перспективными для использования в пленочных преобразователях поляризации на плазменном резонансе являются полупроводники с наименьшим отношением $\nu_{\text{eff}} / \omega_p$, такие, например, как халькогениды свинца PbS , $PbSe$, $PbTe$ и соединение $Bi_{1-x}Sb_x$ [3].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] В л а д и м и р о в В.В., В о л к о в А.Ф., М е й л и х о в Е.З. Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979. 256 с.
- [2] П и л и я А.Д., Ф е д о р о в В.И. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. В. 4 (10). С. 1198.
- [3] Б е л е ц к и й Н.Н., Б у л г а к о в А.А., Х а н к и н а С.И., Я к о в е н к о В.М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев: Наук. думка, 1984. С. 180.

Горьковский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского

Поступило в Редакцию
3 октября 1989 г.