

04; 09

© 1991 г.

РЕЗОНАНСНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ПЛЕНКЕ

М. И. Бакунов, С. Н. Жуков

Указан эффект сильного преобразования поляризации электромагнитной волны в тонкой по сравнению с длиной волны пленке изотропной плазмopodobной среды (в частности, полупроводниковой) в условиях плазменного резонанса. Исследованы режимы преобразования как в уединенной пленке, так и в пленке на идеально проводящей подложке. Обсуждаются возможности управления преобразованием волны, а также влияние фактора неоднородности пленки.

1. В связи с задачами разработки новых элементов СВЧ микроэлектроники и интегральной оптики в работах [1, 2] был рассмотрен эффект сильного преобразования поляризации электромагнитной волны в тонкой по сравнению с длиной волны пленке гиротропной плазмopodobной среды (в частности, полупроводниковой), реализующийся при выполнении в пленке условий плазменного резонанса. Существенно, что резонансный характер эффекта обеспечивает возможность эффективного управления преобразованием падающей на пленку волны путем относительно малого изменения внешнего магнитного поля либо концентрации носителей в пленке (например, за счет инжекции или ионизации).

Как показано в настоящей работе, упрощенный вариант эффекта может быть реализован и в изотропной плазменной пленке. И хотя при этом несколько сокращаются возможности преобразования, а также теряется канал управления по магнитному полю, в некоторых случаях этот вариант может быть более предпочтительным, так как не требует затрат на подмагничивание пленки. Ниже исследованы режимы резонансного преобразования поляризации электромагнитной волны как в уединенной изотропной плазменной пленке, так и в слоистой структуре типа плазменной пленки на идеально проводящей (металлической) подложке. Рассмотрено влияние на эффект фактора неоднородности пленки.

Ранее резонансные свойства изотропных плазменных пленок исследовались применительно к задачам экранирования [3, 4] и поглощения [5-10] электромагнитных волн.

2. Пусть произвольно поляризованная электромагнитная волна вида $E(x, y, t) = E_0 \exp(i\omega t - ik_0 \cos \theta x - ik_0 \sin \theta y)$, $k_0 = \omega/c$, E_0 — комплексный вектор, падает под углом θ на однородную плазменную пленку $|x| \leq d/2$, характеризующую диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_0 - i\nu$, где

$$\epsilon_0 = \epsilon_L \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad \nu = \epsilon_L \frac{\nu_{\text{eff}}}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (1)$$

ω_p — плазменная частота пленки, ν_{eff} — эффективная частота соударений носителей ($\nu_{\text{eff}} \ll \omega$), ϵ_L — диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки (для газовой плазмы $\epsilon_L = 1$).

Считается, что пленка тонкая

$$k_0 d \ll 1 \quad (2)$$

и в ней выполнено условие плазменного резонанса

$$|\varepsilon| \ll 1, \quad (3)$$

предполагающее малость параметров частотной отстройки от резонанса ($|\varepsilon_0| \ll 1$) и поглощения ($\nu \ll 1$).

Принимая во внимание, что TE - и TM -составляющие падающей волны взаимодействуют с пленкой независимо друг от друга, причем резонансное разбухание электрического поля в пленке испытывает только TM -составляющая, и пренебрегая малыми членами порядка $k_0 d$ и выше, можно получить следующие формулы для компонент амплитуд электрического поля отраженной и прошедшей волн (см. также [7, 10]):

$$E_{ry} = -E_{0y} \frac{\delta \sin^2 \theta / \cos \theta}{2 - \delta \sin^2 \theta / \cos \theta}, \quad E_{rz} = 0,$$

$$E_{ty} = E_{0y} \frac{2}{2 - \delta \sin^2 \theta / \cos \theta}, \quad E_{tz} = E_{0z}. \quad (4)$$

Здесь

$$\delta = \frac{ik_0 d}{\varepsilon_0 - i\nu} \quad (5)$$

— параметр, характеризующий резонансные свойства плазменной пленки.

В соответствии с формулами (4) TE -составляющая падающей волны проходит сквозь пленку практически без изменений. То же относится и к TM -составляющей в случае, когда плазменный резонанс в пленке подавлен за счет частотной отстройки или соударений, т. е. когда $|\varepsilon_0 - i\nu| \gg k_0 d$ и $|\delta| \ll 1$ (влияние пленки при этом становится заметным лишь для скользких углов падения $\pi/2 - \theta \ll |\delta|$). Если же $|\varepsilon_0 - i\nu| \ll k_0 d$, то даже в очень тонких пленках параметр δ не является малым, вследствие чего реализуются сильное (вплоть до полного при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \rightarrow \infty$; ср. с [3]) резонансное отражение TM -составляющей при $\pi/2 - \theta \sim 1$, а также существенный сдвиг фазы E_{ty} по отношению к E_{0y} . При этом, очевидно, поляризации вторичных волн сильно отличаются от поляризации падающей волны (кроме особых случаев, когда падает волна TE - или TM -типа).

Для того чтобы преобразование волны не сопровождалось резонансным поглощением энергии в пленке, параметр δ должен быть либо чисто мнимым, либо очень большим ($|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \gg 1$). Это условие, согласно формуле (5), сводится к требованию слабости соударений $\nu \ll k_0 d$.

Из формул (1), (4), (5) видно, что делением мощности падающей волны между вторичными волнами и преобразованием ее поляризации можно эффективно управлять путем изменения входящего в δ параметра расстройки ε_0 , например, при фиксированной частоте ω за счет относительно малого изменения величины ω_p (концентрации носителей в пленке).

С уменьшением $|\varepsilon_0|$ (т. е. с увеличением $|\delta|$) относительная доля отражаемой пленкой мощности $R = |E_{ry}|^2 / (|E_{0y}|^2 + |E_{0z}|^2 \cos^2 \theta)$ возрастает практически от нуля при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \ll 1$ до максимального значения

$$R_{\max} = \frac{|E_{0y}|^2}{|E_{0y}|^2 + |E_{0z}|^2 \cos^2 \theta}, \quad (6)$$

определяемого характером поляризации падающей волны, в пределе $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \gg 1$. Поляризация отраженной волны при этом остается фиксированной — линейной TM -типа. Доля прошедшей мощности $T = (|E_{ty}|^2 + |E_{tz}|^2 \cos^2 \theta) / (|E_{0y}|^2 + |E_{0z}|^2 \cos^2 \theta)$, $T = 1 - R$ спадает соответственно от 1 до минимального значения $T_{\min} = 1 - R_{\max}$. Поляризация же прошедшей волны меняется от поляризации падающей волны (при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \ll 1$) через эллиптическую к линейной TE -типа (при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \gg 1$).

Так, в случае падающей циркулярно поляризованной волны с $E_{0y} = \pm i E_{0z} \cos \theta$ в пределе $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \gg 1$ от пленки симметрично расходятся вторичные волны равной амплитуды, поляризованные линейно во взаимно перпенди-

кулярных плоскостях (ТМ- и ТЕ-типа). Такой же предельный режим реализуется и в случае падения на пленку линейно поляризованной волны с $E_{0y} = \pm E_{0z} \cos \theta$ (вектор E_0 направлен под углом $\pm \pi/4$ к плоскости падения x, y).

3. Более эффективного преобразования поляризации, причем без деления мощности волны, можно достичь, поместив плазменную пленку на идеально проводящую (металлическую) подложку (при $x=d/2$). Компоненты амплитуды отраженной от такой структуры волны с точностью до членов порядка $k_0 d$ имеют вид (см. также [9, 10])

$$E_{ry} = E_{0y} \frac{\delta \sin^2 \theta / \cos \theta + 1}{\delta \sin^2 \theta / \cos \theta - 1}, \quad E_{rz} = -E_{0z}. \quad (7)$$

Как видно из (7), путем подбора резонансного параметра δ можно добиться любого фазового сдвига между компонентами E_{ry} , E_{rz} и, следовательно, произ-

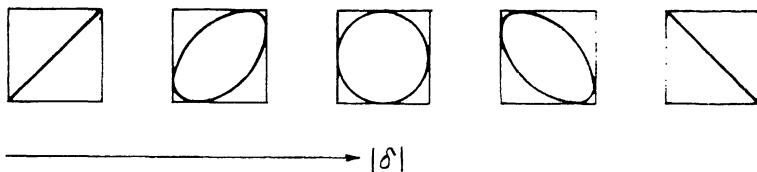


Рис. 1. Поляризационные диаграммы отраженной волны в случае падающей линейно поляризованной волны с $E_{0y} = -E_{0z} \cos \theta$ при различных значениях модуля резонансного параметра δ .

Величина $|\delta|$ возрастает слева направо (показано стрелкой) от 0 до ∞ . Направление вращения вектора E определяется знаком ϵ_0 .

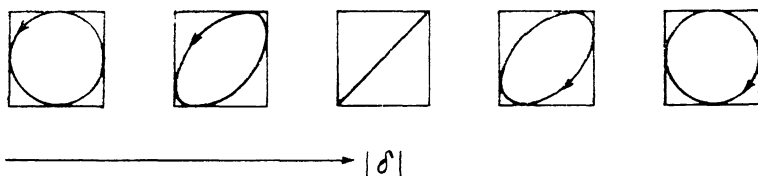


Рис. 2. Поляризационные диаграммы отраженной волны в случае падающей циркулярно поляризованной волны с $E_{0y} = -iE_{0z} \cos \theta$ при различных значениях $|\delta|$ и $\epsilon_0 < 0$.

Величина $|\delta|$ возрастает слева направо (показано стрелкой) от 0 до ∞ .

вольной (но, конечно, вписанной в прямоугольник со сторонами $2|E_{0z}|$, $2|E_{0y}| \cos^{-1} \theta$) поляризационной диаграммы отраженной волны.

Если, например, падающая волна поляризована линейно с $E_{0y} = \pm E_{0z} \cos \theta$, то поляризация отраженной волны с увеличением $|\delta|$ (т. е. с уменьшением $|\epsilon_0|$) плавно изменяется (рис. 1) от линейной с $E_{ry} = \pm E_{rz} \cos \theta$ при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \ll 1$ через эллиптическую к круговой при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta = 1$ (направление вращения вектора E определяется знаком ϵ_0) и далее снова через эллиптическую к линейной с $E_{ry} = \mp E_{rz} \cos \theta$ при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \gg 1$.

Как известно, при отражении циркулярно поляризованной волны (с $E_{0y} = \pm iE_{0z} \cos \theta$) от металлического экрана направление вращения вектора E в ней меняется на обратное (если, как принято, смотреть навстречу волне), что и имеет место в рассматриваемой системе при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \ll 1$. С увеличением же $|\delta|$ поляризация отраженной волны изменяется (рис. 2) через эллиптическую к линейной (с $E_{ry} = \mp E_{rz} \cos \theta \sin \epsilon_0$) при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta = 1$, а затем через эллиптическую снова к круговой при $|\delta| \sin^2 \theta / \cos \theta \gg 1$, но уже с противоположным направлением вращения вектора E ($E_{ry} = \mp iE_{rz} \cos \theta$).

При необходимости формулы (7) позволяют найти условия реализации и других более сложных режимов преобразования поляризации падающей волны (поворота и деформации эллипса поляризации, преобразования эллиптической поляризации в линейную и т. д.).

4. Формулы (4), (7) для амплитуд вторичных волн остаются справедливыми и в случае слоисто неоднородной плазменной пленки с $\varepsilon(x)$. Только теперь в качестве резонансного параметра δ вместо (5) нужно использовать выражение

$$\delta = ik_0 \int_{-d/2}^{d/2} \frac{dx}{\varepsilon(x)}. \quad (8)$$

В модели степенных профилей диэлектрической проницаемости в области плазменного резонанса $\varepsilon(x) = \pm(x/l)^n + \varepsilon_0 - i\nu$, где $n=1, 2, 3, \dots$, $l \ll d/2$, интеграл (8) вычислен и исследован в [10, 11]. Отметим некоторые его свойства применительно к рассматриваемой здесь задаче.

Для платообразных профилей $\varepsilon(x)$ (с $n \gg \pi$) интеграл (8) сводится (с точностью до малых членов $\sim \pi/n$) к выражению (5), и все изложенное выше для однородных пленок остается в силе.

Пленки с линейным профилем $\varepsilon(x)$ ($n=1$) интереса не представляют, поскольку параметр δ в них мал ($|\delta| \sim k_0 l \ll 1$) и к тому же не может быть чисто мнимым, так что заметное преобразование волны возможно лишь при скользющем надении ($\pi/2 - \theta \ll k_0 l$) и сопровождается резонансным поглощением энергии в пленке (см. также [5]).

Если $n > 1$ и $n \sim \pi$, то в слоях с перегибом профиля $\varepsilon(x)$ (n нечетное) при любом соотношении ε_0 и ν действительная часть резонансного параметра δ не является малой ($|\operatorname{Re} \delta| \gg |\operatorname{Im} \delta|$), что влечет за собой сильное резонансное поглощение волны. В слоях с ямкой или горбом профиля $\varepsilon(x)$ (n четное) условие отсутствия резонансного поглощения $|\operatorname{Re} \delta| \ll |\operatorname{Im} \delta|$ сводится к неравенству $\pm \varepsilon_0 \gg \nu$, накладывающему ограничение (в отличие от случая однородного слоя) и на знак параметра расстройки ε_0 . При выполнении последнего неравенства параметр δ принимает вид

$$\delta = \pm i \frac{2k_0 l}{|\varepsilon_0|^{(n-1)/n}} \frac{\pi/n}{\sin(\pi/n)},$$

характеризуемый более слабой, чем в однородном слое, зависимостью от ε_0 .

Таким образом, в пленках с сильно неоднородным профилем $\varepsilon(x)$ (с $n \ll \pi$) возможности беспоглощательного управляемого резонансного преобразования падающей волны значительно снижаются.

5. Рассмотренные выше закономерности позволяют сделать вывод о перспективности разработки на их основе тонкопленочных (управляемых) элементов на плазменном резонансе, которые могут применяться, например, в качестве модуляторов, согласующих устройств, элементов деления мощности, трансформаторов и анализаторов поляризации электромагнитного излучения различных диапазонов частот (от СВЧ до оптического в зависимости от плазменной частоты используемой пленки). Наиболее пригодными для использования в элементах на плазменном резонансе представляются пленки с хорошей степенью однородности и как можно более низким отношением $\nu_{\text{eff}}/\omega_p$.

Список литературы

- [1] Бакунов М. И., Жуков С. Н. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 1. С. 69—72.
- [2] Бакунов М. И., Жуков С. Н. // Волны и дифракция-90. М.: Физическое общество, 1990. Т. 2. С. 75—77.
- [3] Кондратьев И. Г., Миллер М. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7. № 1. С. 124—134. Там же. 1968. Т. 11. № 6. С. 885—899.
- [4] Живулин В. А., Макаров Г. И. // Проблемы дифракции и распространения волн. Ил.: ЛГУ, 1974. Вып. 13. С. 119—137. Там же. 1978. Вып. 16. С. 57—80.
- [5] Долгополов В. В., Омельченко А. Я. Препринт ХФТИ АН УССР. № 72-35. Харьков, 1972. 9 с.
- [6] Godwin R. P. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28. N 2. P. 85—87.
- [7] Сахаров А. С. Препринт ФИАН. № 190. М., 1979. 16 с.
- [8] Котов А. К. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 5. С. 629—632.
- [9] Бакунов М. И., Сорокин Ю. М. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 3. С. 375—379.
- [10] Бакунов М. И., Сорокин Ю. М. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. Вып. 3. С. 692—696.
- [11] Бакунов М. И., Сорокин Ю. М. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 1. С. 24—32.