

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ С ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

В.В.Ефимов, Д.И.Семенцов

Филиал Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 432700, Ульяновск, Россия
(Поступило в Редакцию 22 февраля 1995 г.)

Изучение интерференции встречных электромагнитных волн в средах с комплексным показателем преломления в последнее время вызывает повышенный интерес [1-3]. Связано это прежде всего с возможностью интерференционного просветления поглощающего слоя, получившего название интерференционного туннелирования [4]. Для практического использования данного эффекта важным является управление интерференционным потоком (ИП). В [5] рассматривалась возможность управления ИП СВЧ диапазона внешним магнитным полем, изменяющим в широких пределах магнитную проницаемость тонкой магнитной пленки. В настоящей работе рассмотрены особенности интерференционного туннелирования в среде с явно выраженной частотной дисперсией диэлектрической проницаемости, которая имеет место вблизи линии поглощения. Изменяя частоту излучения в области линии поглощения, можно значительно менять величину ИП. При этом частотные зависимости проходящего потока одиночной волны и ИП существенно отличаются.

Чтобы отвлечься от эффектов отражения на границах плоскопараллельного слоя, выделим в среде с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ и магнитной проницаемостью $\mu = 1$ бесконечные плоскости $y = 0$ и $y = d$, в которых расположены источники, излучающие плоские волны с частотой ν , распространяющиеся вдоль и против оси y и линейно поляризованные вдоль оси z . Усредненная по периоду плотность потока энергии суммарного поля в области $0 < y < d$ формируется из потоков каждой волны S_a и S_b и интерференционного потока S_{int} , которые определяются следующими соотношениями:

$$S_a = \frac{c}{8\pi} A^2 n_1 \exp(-2k_0 n_2 y),$$

$$S_b = -\frac{c}{8\pi} B^2 n_1 \exp[2k_0 n_2 (y - d)],$$

$$S_{\text{int}} = \frac{c}{4\pi} AB n_2 \exp(-k_0 n_2 d) \sin[\varphi_a - \varphi_b + k_0 n_1 (d - 2y)].$$

Здесь A , B и φ_a , φ_b — амплитуды и фазы волн на границах слоя; $k_0 = 2\pi\nu/c$; n_1 и n_2 — действительная и мнимая части показателя преломления n , определяемые соотношением

$$n_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 \pm \varepsilon_1} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости среды в области линии собственного поглощения могут быть представлены следующим образом:

$$\varepsilon_1 = 1 + \Theta \frac{\nu_0^2(\nu_0^2 - \nu^2)}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \gamma^2\nu^2},$$

$$\varepsilon_2 = \Theta \frac{\gamma\nu\nu_0^2}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \gamma^2\nu^2}, \quad (3)$$

где Θ , ν_0 и γ имеют смысл силы осциллятора, собственной частоты поглощения и ширины полосы поглощения соответственно [6].

Учитывая (1)–(3), рассмотрим зависимости от частоты и толщины слоя энергетических потоков, проходящих через поглощающий слой. На рис. 1 представлены зависимости выходящих из слоя ($y = d$) потоков S_a и S_{int} , нормированных на величину $S_0 = AB \cdot c / (8\pi)$, от частоты ν для различных толщин слоя. В качестве расчетных были взяты следующие параметры: $\nu_0 = 15 \cdot 10^{12}$ Гц, $\varphi_a - \varphi_b = \pi/3$, $\Theta = 1$, $\gamma = \nu_0/10$, а также принято $A = B$. Кривые $n_1(\nu)$ и $n_2(\nu)$ для заданных параметров приведены на вставке в уменьшенном масштабе. Видно, что вдали от резонансной частоты, где поглощение практически отсутствует ($n_2 \rightarrow 0$), энергетический поток S_a стремится к постоянной величине, определяемой амплитудой волны и значением n_1 . Величина потока S_{int} в этой области стремится к нулю, что характерно для прозрачной диэлектрической среды, для которой интерференция встречных волн отсутствует [7]. Вблизи резонансной частоты $n_2 \neq 0$, поток S_a убывает в направлении распространения волны, а S_{int} есть осциллирующая функция координаты y . При этом период осцилляций определяется действительной частью ($k_0 n_1$), а амплитуда — мнимой частью ($k_0 n_2$) волнового числа $k = k_0 n$. Следует подчеркнуть, что эффект просветления поглощающей среды в значительной мере реализуется в области $\nu > \nu_0$, где n_1 минимально, а n_2 еще достаточно велико. В этой

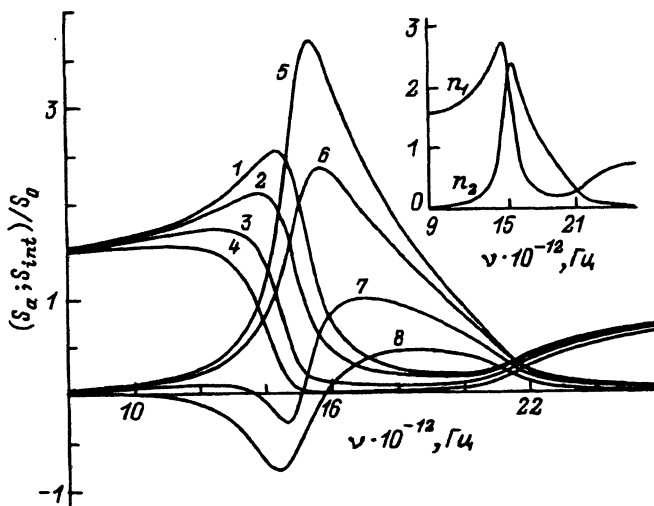


Рис. 1. Зависимости нормированных потоков S_a (1–4) и S_{int} (5–8) от частоты ν . d , мкм: 1,5 — 0.1; 2,6 — 0.5; 3,7 — 1.5; 4,8 — 3.0.

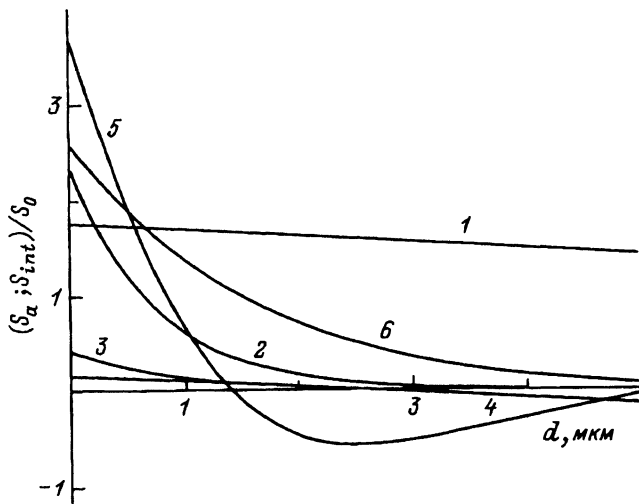


Рис. 2. Зависимости нормированных потоков S_a (1-3) и S_{int} (4-6) от толщины слоя d .
 $\nu \cdot 10^{12}$, Гц: 1,4 — 11; 2,5 — 15; 3,6 — 17.

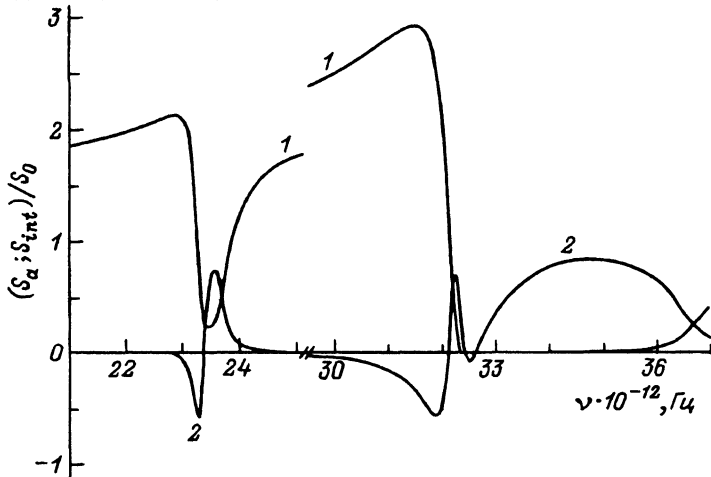


Рис. 3. Зависимости нормированных потоков S_a (1) и S_{int} (2) от частоты ν для слоя α -кварца и сечения $y = d$.

области интерференционный поток намного превышает поток одиночной волны, при этом его величина и направление при заданных параметрах среды определяются разностью фазы φ_a и φ_b .

На рис. 2 представлены зависимости потоков S_a и S_{int} от толщины слоя d для приведенных выше параметров и различных значений частоты излучения. Видно, что для частот $\nu \leq \nu_0$, где $n_1 \geq n_2$, интерференционный поток при изменении толщины слоя может изменить свое направление (кривые 4,5). В области частот, где n_1 принимает свои минимальные значения, эффект просветления слоя реализуется для достаточно широкой области толщин. Зависимость $S_{int}(d)$ в этой области можно представить как экспоненциальную функцию с показа-

телем, отличающимся в два раза от показателя преломления $S_a(d)$, что приводит к преобладанию потока S_{int} над S_a на порядок и более.

Представляет интерес рассмотрение туннельной интерференции в реальной среде, для которой характерным является наличие нескольких линий поглощения. В качестве примера на рис. 3 приведены зависимости S_a и S_{int} от частоты ν в диапазоне, включающем две явно выраженные линии поглощения α -кварца, для слоя толщиной $d = 1$ мкм и разности фаз волн на границах слоя $\varphi_a - \varphi_b = \pi/3$. Зависимости построены на основе приведенных выше соотношений с учетом данных дисперсионного анализа α -кварца [8] для волны с вектором напряженности электрического поля, ориентированным перпендикулярно оптической оси. Область $3.3\text{--}3.6 \cdot 10^{13}$ Гц можно считать областью просветления для данного материала, поскольку здесь $S_{\text{int}} \gg S_a$.

Список литературы

- [1] Колоколов А.А., Схроцкий Г.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165–174.
- [2] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 20. С. 5–9.
- [3] Ефимов В.В., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 1994. Т. 77. Вып. 1. С. 72–76.
- [4] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 21. С. 34–37.
- [5] Семенов Д.И., Ефимов В.В., Афанасьев С.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 11. С. 6–11.
- [6] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Суворов А.П. Теория волн. М.: Наука, 1990. 432 с.
- [7] Афанасьев С.А., Ефимов В.В., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. Вып. 3. С. 475–478.
- [8] Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. Оптические постоянные природных и технических сред. Л.: Химия, 1984. 215 с.

04;06;12

Журнал технической физики, т. 65, в. 10, 1995

© 1995 г.

ВЛИЯНИЕ ХЛОРА НА КАТАЛИТИЧЕСКУЮ АКТИВНОСТЬ МЕДНОЙ МАСКИ В ТРАВЛЕНИИ КРЕМНИЯ ВО ФТОРУГЛЕРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

И.И.Амиров, А.В.Жохов

Институт микроэлектроники РАН,
150007, Ярославль, Россия
(Поступило в Редакцию 22 февраля 1995 г.)

Ускоренное травление кремния с медной маской в плазме $\text{CF}_4 + \text{O}_2$ объясняют дегалогенизацией фторуглеродных радикалов CF_2 на оксифторированной поверхности меди [1,2]. В результате их разложения повышается локальная концентрация атомов фтора и, следовательно, скорость травления кремния. В данной работе было обнаружено, что каталитический эффект медной маски может полностью подавляться малыми неконтролируемыми примесями хлора в плазме. Локальный оже-анализ состава поверхности маски показывает, что атомы хлора накапливаются на границе медь-кремний, а концентрация фтора на оксифторированной поверхности медной маски уменьшается при приближении к границе.