

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ПОВЕРХНОСТЕЙ ЗЕРКАЛ МЭМС ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕЙ

Большинство сетевого оборудования оперирует электрическими сигналами. Это значит, что оптические сигналы для усиления, регенерации или коммутации должны преобразовываться в электрические, а затем для передачи по оптоволокну – снова в световые. Данный процесс называется оптоэлектронным преобразованием. Очевидно, что замена подобных гибридных устройств оптическими сулит ряд преимуществ. Сегодня имеется много технологий, на базе которых можно реализовать коммутаторы световых сигналов. Особое внимание в области телекоммуникаций уделяется оптическим переключателям на базе микроэлектромеханических систем (МЭМС), широко применяемым при построении полностью оптических сетей [1].

Синергетическая комбинация технологий МЭМС с оптоэлектроникой развилась в класс интегрированных микросистем, которые часто называют микрооптоэлектромеханическими системами (МОЭМС) [2].

Основным материалом для изготовления МЭМС является кремний, что связано с его хорошими механическими свойствами и отработанной технологией структурирования, разработанной для создания современных интегральных схем и изделий наноэлектроники [3]. Это позволяет интегрировать МЭМС с уже существующими электронными компонентами. В телекоммуникациях термин МЭМС стал синонимом массива тонких отклоняющихся зеркал. Однако поскольку кремниевая поверхность микрозеркала не может обеспечить достаточный уровень отражения, что является одним из основных факторов обеспечения низких потерь при распространении светового сигнала, необходимым является исследование металлических покрытий и разработка рекомендаций по их использованию с минимальными затратами материалов.

Целью работы является исследование свойств различных металлов для получения максимальной отражательной способности зеркал, которые применяются в МЭМС оптических переключателях, а также определение оптимальных значений толщины отражательного слоя для исследуемых металлов в зависимости от длины световой волны.

Производные параметров электромагнитной волны в пространстве и времени связаны уравнениями Максвелла, которые справедливы в каждой точке, где физические свойства среды непрерывны:

$$\nabla \times \bar{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \bar{J}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \bar{E} - \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \times \bar{D} = 4\pi \rho, \quad (3)$$

$$\nabla \times \bar{B} = 0, \quad (4)$$

где  $\bar{E}$  – напряженность электрического поля,  $\bar{D}$  – электрическое смещение,  $\bar{B}$  – магнитная индукция,  $\bar{H}$  – напряженность магнитного поля,  $\bar{J}$  – плотность тока,  $\rho$  – плотность электрического заряда. Чтобы однозначно определить поля векторов из заданного распределения токов и зарядов, эти уравнения должны быть дополнены соотношениями, которые описывают состояние вещества под действием электромагнитного поля [4]. Эти соотношения известны как материальные уравнения и определяются следующим образом:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (5)$$

$$\vec{H} = \vec{B} / \mu_0 - \vec{M}, \quad (6)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (7)$$

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость свободного пространства,  $p$  – поляризация,  $\mu_0$  – магнитная проницаемость свободного пространства,  $M$  – намагниченность,  $\sigma$  – удельная проводимость.

Хотя обычный металл – кристаллическое вещество, он состоит из мелких кристаллов, имеющих случайную ориентацию. Таким образом, можно считать однородной изотропную среду с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , проницаемостью  $\mu$  и проводимостью  $\sigma$ . Материальные уравнения приобрели вид:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad (8)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (9)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}. \quad (10)$$

Из дивергенции уравнения (1) получим

$$-\frac{\epsilon}{c} \left( \nabla \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = \frac{4\pi\sigma}{c} \frac{4\pi}{\epsilon} \rho.$$

Продифференцировав по времени (3)

$$\nabla \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{\epsilon} \frac{\partial \rho}{\partial t},$$

получим

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \rho = 0. \quad (11)$$

Проинтегрируем по времени

$$\rho = \rho_0 e^{-t/\tau}, \quad (12)$$

где  $\tau = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma}$ .

Очевидно, что электрическая плотность  $\rho$  уменьшается по экспоненциальному закону со временем  $t$ . Для среды с высокой проводимостью, время релаксации  $\tau$  чрезвычайно мало. Для металлов оно находится в пределах  $10^{-18}$ , что на три порядка меньше периода инфракрасного излучения с длиной волны 1,55 мкм. Следовательно,  $\rho \approx 0$ , а  $\nabla \cdot D = 0$ . Уравнение (2) приобретает вид

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (13)$$

Если  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  представлены в виде  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$  и  $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-i\omega t}$ , что означает, что поле монохроматично, с угловой частотой  $\omega$ , уравнения Максвелла могут быть записаны как

$$\nabla \times \bar{H} + \frac{i\omega}{c} \left( \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) \bar{E} = 0, \quad (14)$$

$$\nabla \times \bar{E} - \frac{i\omega\mu}{c} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = 0. \quad (15)$$

Уравнение (13) приобретает вид

$$\nabla^2 \bar{E} + \hat{k}^2 \bar{E} = 0, \quad (16)$$

где

$$\hat{k}^2 = \frac{\omega^2 \mu}{c^2} \left( \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) = \frac{\omega^2 \mu}{c^2} \hat{\varepsilon}. \quad (17)$$

Тогда, комплексная диэлектрическая постоянная  $\hat{\varepsilon}$  определяется как

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega}. \quad (18)$$

Таким образом,

$$\hat{\nu} = \frac{c}{\sqrt{\mu \hat{\varepsilon}}}, \quad \hat{n} = \frac{c}{\hat{\nu}} = \sqrt{\mu \hat{\varepsilon}} = \frac{c}{\omega} \hat{k}. \quad (19)$$

Пусть

$$\hat{n} = n(1 + ik), \quad (20)$$

где  $n$  и  $k$  – действительные,  $k$  – коэффициент затухания. Возведя уравнение (20) в квадрат, получим

$$\hat{n}^2 = n^2(1 - k^2 + 2ik) = \mu \hat{\varepsilon} = \mu \left( \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right). \quad (21)$$

Приравнявая действительные и мнимые части, получаем следующие соотношения:

$$n^2(1 - k^2) = \mu\varepsilon, \quad (22)$$

$$n^2 k = \frac{2\pi\mu\sigma}{\omega} = \frac{\mu\sigma}{\nu}. \quad (23)$$

Из этих уравнений следует, что

$$n = \sqrt{\left[ \frac{1}{2} \left( \sqrt{\mu^2 \varepsilon^2 + \frac{4\mu^2 \sigma^2}{\nu^2}} + \mu\varepsilon \right) \right]}, \quad (24)$$

$$nk = \sqrt{\left[ \frac{1}{2} \left( \sqrt{\mu^2 \varepsilon^2 + \frac{4\mu^2 \sigma^2}{\nu^2}} - \mu\varepsilon \right) \right]}. \quad (25)$$

Отсюда следует, что электрическое поле может быть выражено следующим образом:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\vec{k} \vec{r} \cdot \vec{s} - \omega t)] = \vec{E}_0 \exp\left(-\frac{\omega}{c} n \kappa \vec{r} \cdot \vec{s}\right) \exp\left[i\omega \left(\frac{n}{c} \vec{r} \cdot \vec{s} - t\right)\right]. \quad (26)$$

Уравнение показывает, что плоская волна с длиной волны  $\lambda = 2\pi c / \omega n$  затухает по экспоненте. Плотность энергии  $w$  пропорциональна среднему времени  $E^2$ , так что  $w$  уменьшается в соответствии с соотношением

$$w = w_0 \exp(-\chi \vec{r} \cdot \vec{s}), \quad (27)$$

где коэффициент поглощения имеет вид

$$\chi = \frac{2\omega}{c} n \kappa = \frac{4\pi\nu}{c} n \kappa = \frac{4\pi}{\lambda_0} n \kappa = \frac{4\pi}{\lambda} \kappa, \quad (28)$$

где  $\lambda_0$  – длина волны в вакууме,  $\lambda$  – длина волны в среде.

Глубина скин-слоя  $d$  определяется как расстояние, на котором плотность энергии падает до  $1/e$  от ее величины:

$$d = \frac{1}{\chi} = \frac{\lambda_0}{4\pi n \kappa} = \frac{\lambda}{4\pi \kappa}. \quad (29)$$

Уравнение (24) показывает, что  $n = \sqrt{\mu\epsilon}$ , а  $\kappa=0$  при  $\sigma=0$ , или в случае, если среда является диэлектриком. Для металлов  $\sigma \neq 0$  и в действительности так велика, что  $\epsilon$  можно пренебречь по сравнению с  $2\sigma/\mu$ . Уравнения (24) и (25) могут быть записаны следующим образом:

$$n \approx n \kappa \approx \sqrt{\frac{\mu\sigma}{\nu}}. \quad (30)$$

С учетом (30), глубина скин-слоя:

$$d = \frac{\lambda_0}{4\pi n \kappa} = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{\nu}{\mu\sigma}} = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{c\lambda_0}{\mu\sigma}}. \quad (31)$$

Глубина скин-слоя для разных металлов приведена в табл. 1. Передаваемая мощность определяется в процентах как  $P = \exp\left(-\frac{s}{d}\right)$ , где  $s$  – толщина покрытия. Таким образом, отражающая способность, в процентах:

$$R = 1 - P = 1 - \exp\left(-\frac{s}{d}\right). \quad (32)$$

При помощи пакета прикладных программ Wolfram Mathematica 7.0 было проведено моделирование зависимости отражающей способности микрорезерков от толщины покрытия различными металлами.

Таблица 1

Металл	$\sigma \cdot 10^7, \text{ Ом}^{-1}$	$d, \text{ нм}$
Al	3,771	5,891
Au	4,521	5,380
Ni	0,1431	30,242
Pt	0,7741	13,002

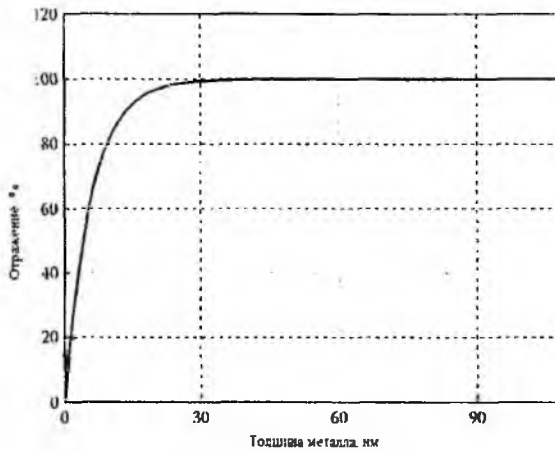


Рис. 1

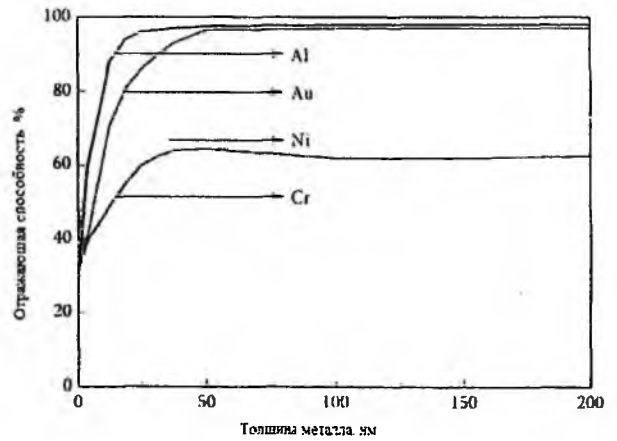


Рис. 2

Значение отражения в зависимости от толщины металлического слоя при условии, если считать поверхности зеркал идеальными, показано на рис. 1. Очевидно, что для получения максимального отражения необходимо покрытие определенной толщины.

Отражающая способность зависит не только от толщины покрытия, но и от металла, из которого оно сделано. На рис. 2 показана функция отражения для разных металлов с покрытием переменной толщины при нормальном падении луча. Зеркала с алюминиевым покрытием достигают максимальной отражающей способности 97 %, при толщине пленки более 40 нм. Золото также обеспечивает отражающую способность 97,5 % при толщине пленки более 60 нм. Оба металла могут обеспечить лучшее отражение, чем никель и хром, отражающая способность которых 72 и 63% соответственно.

При исследовании зависимости отражающей способности от длины волны было учтено, что коэффициент отражения изменяется в зависимости от длины волны сигнала. Это соотношение можно записать в виде

$$R = \frac{2 \frac{\sigma}{\nu} + 1 - 2 \sqrt{\frac{\sigma}{\nu}}}{2 \frac{\sigma}{\nu} + 1 + 2 \sqrt{\frac{\sigma}{\nu}}} \quad (33)$$

Значение  $\sigma/\nu$  достаточно мало, когда свет в инфракрасном диапазоне, поэтому им можно пренебречь в сравнении с другими условиями, и тогда получаем

$$R = 1 - 2 \sqrt{\frac{\nu}{\sigma}} + \dots \quad (34)$$

Отсюда

$$\frac{1 - R_1}{1 - R_2} = \frac{2 \sqrt{\nu_1/\sigma}}{2 \sqrt{\nu_2/\sigma}} = \sqrt{\frac{\nu_1}{\nu_2}} = \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} \quad (35)$$

Необходимое значение отражения металлов при исследуемой длине волны 1,55 мкм может быть достигнуто, если эти значения известны при других длинах волн. В табл. 2 приведены четыре металла, имеющие наивысшую отражающую способность при этой длине волны.

Объединение уравнения (32) и минимальной толщины пленки с максимально возможным отражением может быть получено, как показано на рис. 3. Он показывает, что значение самого высокого коэффициента отражения и минимальная толщина покрытия для его полу-

чения меняется при использовании различных металлов. Сравнительные характеристики приведены в табл. 3. Среди четырех металлов алюминий и золото имеют наилучшие показатели отражающей способности при относительно тонком слое покрытия [5].

Таблица 2

Металл	$R_1 (\lambda_1=0,5893 \text{ мкм})$	$R_2 (\lambda_2=1,55 \text{ мкм})$
Al	0,83	0,90
Au	0,82	0,89
Ni	0,66	0,79
Pt	0,59	0,75

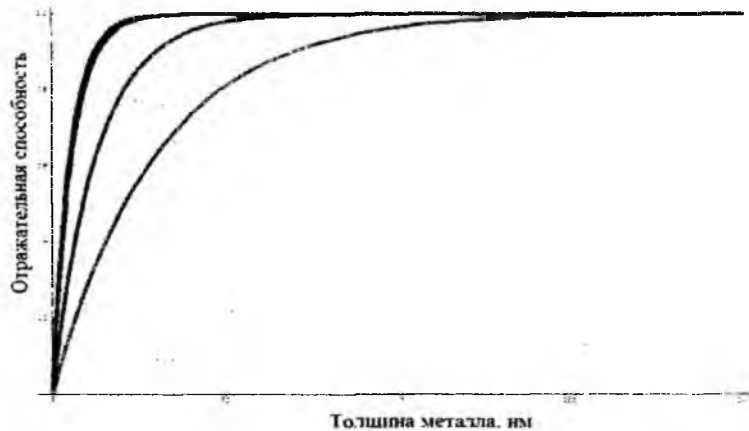


Рис. 3

Таблица 3

Металл	$R_2 (\lambda_2=1,55 \text{ мкм})$	Минимальная толщина, нм
Al	0,90	30
Au	0,89	30
Ni	0,79	200
Pt	0,75	100

**Список литературы:** 1. Ланцов В.Н. Состояние в области проектирования микроэлектромеханических систем / В. Н. Ланцов, О. В. Рудаков, С.В. Маскеев. – Владимир, 1999. – 31 с. 2. Wu, M. C. Micromachining for optical and optoelectronic systems / M. C. Wu // Proceedings of the IEEE. – 1997. – Vol. 85, NO. 11. – P. 1833-1856. 3. Петерсен К.Э. Кремний как механический материал / К. Э Петерсен // ТИИЭР. – 1982. – Т.70, NO 5. – С. 5-49. 4. Berger, J. D. Tunable MEMS devices for optical networks / J.D. Berger, D. Anthon // Opt. Photonics News. – 2003. – NO 42. 5. Lin, C. Electrostatic actuation in electroformed Ni microstructures / C. Lin // IEE Seminar Microengineering, Modelling and Design – 1999. – NO 4.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.01.2011