

Плазмонный сенсор оптической активности вещества

Д. О. Игнатьева*

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 2

Предложен метод измерения оптической активности вещества, основанный на детектировании изменений собственной поляризации поверхностных плазмон–поляритонов в зависимости от величины оптической активности у исследуемой среды.

PACS: 42.25.Ja, 42.62.Be

УДК: 535.56, 535.016.

Ключевые слова: плазмон–поляритон, оптическая активность, сенсор.

Одними из самых точных на сегодняшний день сенсоров являются оптические сенсоры, принцип действия которых основан на регистрации резонанса, связанного с возбуждением поверхностных плазмон–поляритонов [1, 2]. Поверхностные плазмон–поляритоны — электромагнитные волны, которые могут возбуждаться на границе раздела сред с разными знаками диэлектрической или магнитной проницаемостей, например, металлов и диэлектриков [3]. При этом отличительной чертой поверхностных плазмон–поляритонов является то, что они могут иметь только строго определенную поляризацию, в случае границы металл–диэлектрик это *TM* моды. В настоящее время также рассматривается возможность возбуждения поверхностных волн на границе диэлектриков и метаматериалов, обладающих одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями [4, 5]. В этом случае поверхностные волны также могут иметь только одну строго определенную поляризацию: в зависимости от соотношения диэлектрической и магнитной проницаемости это либо *TE*, либо *TM* моды [4, 5].

В то же время их свойства сильно зависят от оптических характеристик сред, в которых они распространяются. В плазмонных структурах достигается усиление ряда линейных и нелинейных оптических эффектов, связанных с влиянием на тензор диэлектрической проницаемости магнитооптических [6, 7], оптически активных [8, 9], хиральных [10] и других свойств веществ.

Особый интерес вызывает влияние оптической активности на свойства плазмон–поляритонов, так как оптической активностью обладают молекулы сахара, которые содержатся в составе крови и слюны. Сахар относится ко второму типу оптически активных веществ, которые оптически активны в любом агрегатном состоянии (к этому же классу относятся камфара, винная кислота, скипидар). У таких веществ оптическая активность обусловлена дисимметрическим строением самих молекул. Однако их низкая концентра-

ция вызывает определенные сложности для детектирования. Например, стандарт изготовления глюкометров допускает погрешность в определении концентрации глюкозы в крови до 20%. В то же время более точное определение данной концентрации является важной с медицинской точки зрения задачей.

В работе предложен метод определения концентрации оптически активного вещества в растворе на основе плазмонного метода, который может быть применен в глюкометрах нового типа для измерения уровня глюкозы.

Оптически активный диэлектрик описывается следующим материальным уравнением:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + \alpha \operatorname{rot} \mathbf{E}, \quad (1)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость оптически активного диэлектрика, α — коэффициент гирации. Оптическая активность объемного диэлектрика приводит к повороту плоскости поляризации распространяющегося сквозь него линейно поляризованного лазерного излучения. При этом данный эффект не является невзаимным: если линейно поляризованный свет, прошедший через слой вещества с естественной оптической активностью отражается и проходит через вещество в обратном направлении, то исходная поляризация света восстанавливается (суммарный угол вращения равен нулю). Таким образом, усиление оптически активных эффектов внутри резонаторов невозможно.

Проведенные ранее исследования показали, что усиления эффектов, связанных с оптической активностью, можно достичь при возбуждении поверхностных плазмон–поляритонных волн на границе оптически активного диэлектрика и металла [7–9]. Из уравнений Максвелла с учетом материальных уравнений и граничных условий могут быть получены модовые свойства поверхностных плазмон–поляритонов. Оптическая активность не оказывает влияния на дисперсионные и локализационные характеристики поверхностных плазмон–поляритонов, таким образом, условия возбуждения плазмонов и глубина проникновения электромагнитного поля внутрь сред не изменяются при изменении оптической активности вещества. Наиболее существенные изменения происходят в поляриза-

*E-mail: ignatyeva@physics.msu.ru

ции. В зависимости от величины коэффициента гирации α к TM поляризации плазмон–поляритона добавляются малые TE добавки, прямо пропорциональные гирации вещества. В то же время для малых концентраций сахара коэффициент гирации линейно зависит от концентрации молекул сахара в растворе, таким образом, соотношение между TE и TM компонентами в поверхностном плазмон–поляритоне позволяет определить концентрацию сахара.

Однако для поверхностных плазмон–поляритонов, возбуждаемых на границе толстых металлических пленок (толщиной порядка или более 50 нм), амплитуда TE компонент оказывается слишком мала для экспериментального измерения. Поэтому важным является поиск условий усиления поляризационных эффектов в плазмонных структурах. Один из предложенных путей состоит в возбуждении длиннопребных мод в тонких металлических пленках [7], окруженных двумя диэлектриками с одинаковым показателем преломления. С уменьшением толщины металла электромагнитное поле моды все более выталкивается внутрь окружающих диэлектриков. С одной стороны, это приводит к известному эффекту уменьшения мнимой части постоянной распространения, и, таким образом, к увеличению длины пробега поверхностного плазмон–поляритона и увеличению добротности оптических резонансов, связанных с возбуждением плазмон–поляритонов. С другой стороны, так как значительная часть поля плазмона локализована внутри оптически активной среды, амплитуда TE компонент увеличивается. Для поверхностных плазмон–поляритонов на границе золотой пленки толщиной 8 нм, окруженной диэлектриками с показателем преломления $n = 1.3$, амплитуда TE компонент увеличивается на два порядка по сравнению со случаем толстого металлического слоя.

Практическую сложность представляет собой поиск диэлектриков, обладающих показателями преломления такими же низкими, как и исследуемые жидкости — объекты биомедицинских исследований. Несмотря на то, что в ряде работ удалось подобрать подходящий диэлектрик (стекло) для наблюдения длиннопребной моды, более перспективным путем представляется использование фотонного кристалла. Путем оптимизации количества слоев и их толщин возможно подобрать параметры фотонного кристалла так, чтобы его эффективный импеданс был равен импедансу исследуемой среды. Таким образом, плазмон удерживается в металлической пленке со стороны исследуемого вещества за счет эффекта полного внутреннего отражения, а с другой стороны — за счет запрещенной зоны фотонного кристалла. Это, по сути, снимает ограничение на показатель преломления исследуемого вещества, позволяет возбуждать длиннопребные моды в тонких пленках, осуществляющие больший поворот плоскости поляризации поверхностных плазмон–поляритонов.

Измерения поляризации поверхностного плазмон–поляритона могут быть проведены следующим обра-

зом. Известно, что в схемах с призмным методом возбуждения плазмонов, использующих эффект полного внутреннего отражения, если поляризация и тангенциальная компонента волнового вектора падающего излучения совпадают с плазмон–поляритонными, то объемная волна преобразуется в поверхностную, которая затем поглощается в металле. Таким образом, возбуждение поверхностного плазмона соответствует минимуму отраженного от грани призмы излучения, и при хорошем согласовании коэффициент отражения в схеме Отто $R \approx 0$:

$$R = 1 - \frac{2\text{Im}[\beta]}{(k_x^{inc} - \text{Re}[\beta])^2 + (\text{Im}[\beta])^2}, \quad (2)$$

где β — постоянная распространения поверхностной волны, k_x^{inc} — тангенциальная компонента волнового вектора лазерного излучения в призме. При этом для противоположной поляризации (TE в случае границы металл-диэлектрик) коэффициент отражения $R \approx 1$, так как имеет место полное внутреннее отражение излучения от грани призмы, а возбуждения поверхностной волны не происходит.

Произвольную поляризацию падающей волны можно представить в виде суммы двух поляризаций:

$$E = c_1 TM + c_2 TE = f_1 (TM + \eta TE) + f_2 (\eta TM - TE), \quad (3)$$

где коэффициенты $c_{j=1,2}$ задают соотношение и компонент в падающей волне, а коэффициенты $f_{j=1,2}$ соответствуют разложению поляризации падающей волны на собственную поляризацию плазмона и ортогональную ей:

$$f_1 = \frac{c_1 + \eta c_2}{\sqrt{1 + \eta^2}}, \quad (4)$$

$$f_2 = \frac{\eta c_1 - c_2}{\sqrt{1 + \eta^2}}, \quad (5)$$

коэффициент $\eta = E_y/H_y$ соответствует соотношению TE и TM компонент в поверхностной волне. Таким образом, относительная интенсивность отраженного от грани призмы излучения можно представить в виде:

$$I_R = R_{TM+\eta TE} I_{TM+\eta TE} + R_{\eta TM-TE} I_{\eta TM-TE}, \quad (6)$$

где I_j — интенсивность компонент падающего излучения с соответствующей поляризацией. При выполнении условий согласования с большой точностью можно считать, что для поляризации, соответствующей собственной поляризации плазмона, коэффициент отражения равен нулю $R_{TM+\eta TE} = 0$, а для противоположной — единице $R_{\eta TM-TE} = 1$. Таким образом, итоговый коэффициент отражения определяется долей энергии, приходящейся на ортогональную плазмонной поляризации:

$$R = f_2^2 = \frac{(\eta c_1 - c_2)^2}{1 + \eta^2}, \quad (7)$$

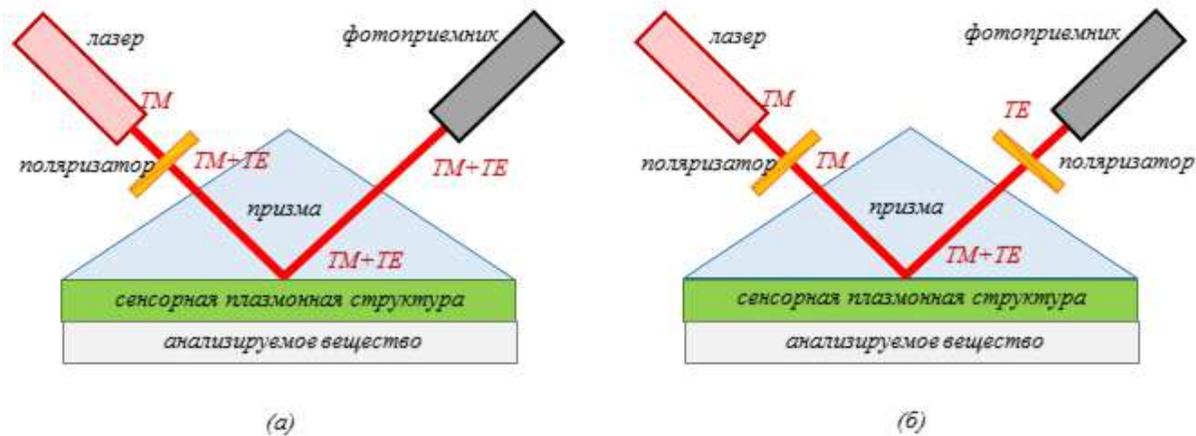


Рис. 1: Схемы измерения поляризации плазмон-поляритона для определения оптической активности вещества.

Может быть предложено несколько схем для измерения оптической активности, использующих данную зависимость коэффициента отражения от оптической активности среды. Примеры таких схем приведены на рис. 1.

Схема (а) основана на сдвиге минимума коэффициента отражения, наблюдаемого при $\varphi \approx \eta$, в зависимости от угла поворота поляризатора, определяющего поляризацию возбуждающего плазмон излучения:

$$R = \frac{\cos^2 \varphi (\eta - \sin \varphi)^2}{1 + \eta^2}. \quad (8)$$

Абсолютное изменение коэффициента отражения по сравнению с негиротропным случаем сравнительно мало: $R = \sqrt{1 - \eta^2/\eta^2}$, и данная схема лучше подходит для исследования диэлектриков с большой оптической активностью, таких, как жидкие кристаллы или метаматериалы, так как в этом случае величина достаточно велика.

Схема (б) предполагает использование двух ортогональных поляризаторов. На выходе первого поляризатора излучение имеет *ТМ* поляризацию, которая в отсутствие оптической активности практически полно-

стью преобразовывалась бы в излучение плазмона (при согласованной толщине пленки). Однако из-за наличия конечного пространственного и частотного спектра излучения лазера, неровностей поверхности и т. д. происходит частичное отражение лазерного излучения, не сопровождающееся сменой его поляризации. Роль второго поляризатора заключается в подавлении оставшихся за счет этих явлений *ТМ* компонент в отраженном излучении. Оптическая активность диэлектрика изменяет поляризацию плазмона, таким образом, изменяя и поляризацию отраженного излучения, и в дальнейшем происходит регистрация *ТЕ* компоненты поляризации. При этом интенсивность на выходе второго поляризатора составит:

$$I = \frac{\eta^2}{1 + \eta^2}. \quad (9)$$

Преимуществом данной схемы также является её большая точность за счет подавления отраженных из-за различных паразитных эффектов *ТМ* компонент.

Работа выполнена при поддержке программы «У.М.Н.И.К.» (№ 0011409).

- [1] Homola J. Chem. Rev. **108**. P. 462. (2008).
- [2] Piliarik M., Homola J. Opt. Express. **17**. P. 16505. (2009).
- [3] Maier S.A. Plasmonics: Fundamentals and Applications. Springer Science, 2007.
- [4] Shadrivov I., Sukhorukov A., Kivshar Y.S. Phys. Rev. E. **69**. P. 016617. (2004).
- [5] Kats A. V. et al. Phys. Rev. Lett. **98**. P. 073901. (2007).

- [6] Belotelov V. I. et al. JETP. **137**. P. 932. (2010).
- [7] Kalish A. et al. Laser Physics. **24**. P. 094006. (2014).
- [8] Sukhorukov A. P., Ignatyeva D. O., Kalish A. N. J Infrared Millim Terahertz Waves. **32**, P. 1223. (2011).
- [9] Ignatyeva D. O. et al. Phys. Rev. A. **85**. P. 043804. (2012).
- [10] Mi G., Van V. Optics Letters. **39**. P. 2028. (2014).

Surface plasmon resonance sensor of optical activity

D. O. Ignatyeva

*Department of photonics and microwave physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

E-mail: ignatyeva@physics.msu.ru

We propose a method of optical activity measurement based on the detection of the eigen polarization variations associated with the changes of optical activity of the analyzed medium.

PACS: 42.25.Ja, 42.62.Be

Keywords: surface plasmon–polariton, optical activity, sensor.

Сведения об авторе Игнатьева Дарья Олеговна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-33-17, e-mail: ignatyeva@physics.msu.ru.