

Поляриметрическое детектирование фотонного возбуждения поверхностных плазмонов

А.К.Никитин

Предложен и апробирован поляриметрический метод детектирования возбуждения линейно поляризованным светом поверхностных плазмонов (ПП). Установлено, что этот метод не только более чувствителен к вариациям параметров волноведущей структуры, но и позволяет на один-два порядка повысить точность определения эффективности возбуждения и фазовой скорости ПП по сравнению с амплитудным методом регистрации ПП. Обсуждаются возможности применения метода в сенсорных устройствах, в поляриметрии и микроскопии проводящей поверхности.

Ключевые слова: поверхностные плазмоны, поверхностные электромагнитные волны, эллисометрия, поляриметрия, сенсоры.

Введение

Поверхностные плазмоны (ПП), являющиеся разновидностью поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) в видимом диапазоне, широко применяются не только в оптической спектроскопии поверхности [1], но и в микроскопии [2, 3], эллисометрии [4, 5], датчиках внешних воздействий [6, 7]. Согласно базе данных Science Citation Index, в последнее десятилетие ежегодно публикуются более 300 работ, касающихся природы и применения ПП, причем большая часть этих работ посвящена различным сенсорным методам и устройствам. Освоен промышленный выпуск ряда плазмонных датчиков [8, 9]. Основным достоинством плазмонных устройств является высокая чувствительность их характеристик к состоянию поверхности, направляющей ПП, и переходных слоев на ней.

В контрольно-измерительных устройствах генерация ПП, как правило, осуществляется фотонным образом с использованием одной из схем метода нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). При этом обычно используется линейно поляризованное излучение, в котором электрический вектор совершает колебания в плоскости падения. Такое излучение соответствует поляризации поля ПП, обеспечивает минимальные шумы и максимальный контраст изображения в ПП-микроскопии [10]. В этом случае возбуждение ПП сопровождается только уменьшением интенсивности отраженного излучения и дополнительным изменением фазы [11], в связи с чем в настоящее время при рефлектометрической регистрации возбуждения ПП используют два метода: амплитудный [12], в котором измеряется интенсивность отраженного излучения, и фазовый, предложенный в [13, 14] и реализованный в [15, 16], в котором измеряется изменение фазы возбуждающего ПП излучения. Может использоваться также комбинация этих методов [17].

Наибольшее распространение получил более простой амплитудный метод детектирования фотонного возбуждения ПП. В этом методе выполняется сканирование падающего излучения либо по частоте ω , либо по углу падения φ , и при измерении интенсивности р-составляющей отраженного излучения устанавливается зависимость $R_p(\omega)$ или $R_p(\varphi)$, где R_p – энергетический коэффициент отражения структуры для р-составляющей. О возбуждении ПП свидетельствует резонансный провал на зависимости $R_p(\omega)$ или $R_p(\varphi)$. По форме и глубине резонансного провала, а также по его расположению на оси ω или φ можно определить эффективность возбуждения η и фазовую скорость ПП (обратно пропорциональную действительной части k' комплексного волнового числа ПП $k = k' + jk''$), оценить коэффициент поглощения ПП (пропорциональный k'') и глубину проникновения поля ПП в окружающую среду. Однако точность измерения η и k' невысока (погрешность порядка $10^{-3} - 10^{-4}$), что отрицательно сказывается на точности определения внешнего воздействия или параметров переходного слоя.

Нами рассмотрен и апробирован поляриметрический метод регистрации фотонного возбуждения ПП, позволяющий измерять η и k' с погрешностью до $10^{-5} - 10^{-6}$.

1. Краткая теория

Рассмотрим возбуждение ПП плоской линейно поляризованной монохроматической электромагнитной волной с ненулевыми р- и s-составляющими поля, т. е. волной, у которой плоскость поляризации (плоскость колебаний вектора E) наклонена на угол θ_0 относительно плоскости падения. Известно, что при отражении такой волны от слоистой структуры происходит изменение не только амплитуд, но и фаз обеих составляющих ее вектора E [18]. Это тем более имеет место при отражении волны от поглощающей структуры, направляющей ПП, поэтому при фотонном возбуждении ПП отраженное излучение приобретает эллиптическую поляризацию, при которой оно не имеет определенной плоскости колебаний вектора E .

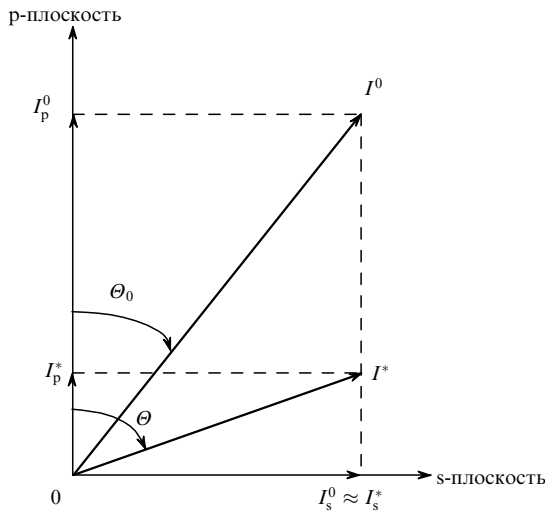


Рис.1. Поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света при возбуждении ПП на угол $\Theta - \Theta_0$ (Θ_0 и Θ – углы между плоскостью падения и плоскостью колебаний вектора E в падающем и отраженном свете).

Поскольку возбуждение ПП в методе НПВО происходит при угле падения, большем критического, то отражение излучения от основания призмы сопровождается изменением фазы и амплитуды только р-составляющей излучения (соответствующей поляризации поля ПП), а s-составляющая при этом практически не изменяется [11, 16]. Если компенсировать возникающий при отражении сдвиг фазы р-составляющей, то отраженное излучение останется по-прежнему линейно поляризованным, но в результате уменьшения интенсивности р-составляющей его плоскость поляризации наклонится относительно плоскости падения на угол $\Theta > \Theta_0$. При этом чем больше эффективность возбуждения ПП η , тем больше Θ . Таким образом, открывается возможность поляриметрической регистрации фотонного возбуждения ПП и поляриметрического определения эффективности этого возбуждения.

Установим аналитическую зависимость угла Θ от Θ_0 , R_p и η . Обозначим р- и s-составляющие интенсивности падающей линейно поляризованной волны через I_p^0 и I_s^0 соответственно. Тогда справедливо равенство $\tan \Theta_0 = I_s^0 / I_p^0$ (рис.1). В результате отражения волны от основания призмы, оптически связанного (посредством затухающего поля) с волноведущей структурой, интенсивности составляющих излучения становятся такими: $I_p^* = R_p I_p^0$ и $I_s^* = R_s I_s^0$ (где R_s – энергетический коэффициент отражения для s-составляющей). Поскольку возбуждение ПП для s-составляющей падающего света происходит в условиях полного внутреннего отражения, то $R_s \approx 1$ и $I_s^* \approx I_s^0$. При компенсации фазового сдвига, возникающего между р- и s-составляющими при отражении,

$$\tan \Theta = \frac{I_s^*}{I_p^*} \approx \frac{I_s^0}{R_p I_p^0} = \frac{\tan \Theta_0}{R_p}. \quad (1)$$

Подставив в (1) выражение для эффективности возбуждения ПП

$$\eta = \frac{I_p^0 - I_p^*}{I_p^0} = 1 - \frac{I_p^*}{I_p^0} = 1 - R_p,$$

получим

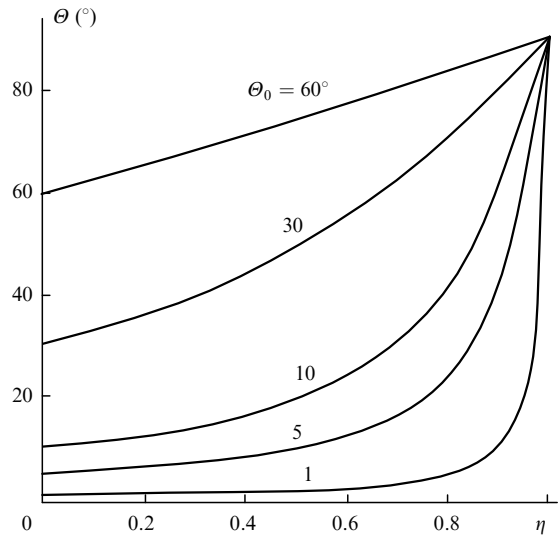


Рис.2. Зависимости угла наклона плоскости поляризации отраженного света Θ от эффективности возбуждения ПП η при разных углах наклона плоскости поляризации падающего света Θ_0 .

$$\Theta(\eta) = \arctan \frac{\tan \Theta_0}{1 - \eta}. \quad (2)$$

Из формул (1), (2) следует, что при 100%-ной эффективности возбуждения ПП, чему соответствует $R_p = 0$ и $\eta = 1$, угол $\Theta = 90^\circ$, а зависимость $\Theta(\eta)$ имеет резонансный характер, причем с уменьшением Θ_0 он становится более выраженным (рис.2).

2. Численное моделирование

Мы выполнили численное моделирование поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света с длиной волны $\lambda_0 = 632.8$ нм, возбуждающего ПП в структуре, которая состоит из стеклянной призмы с показателем преломления $n_1 = 1.51$ и прозрачной золотой пленки ($n_2 = 0.14$, показатель поглощения $k_2 = 3.30$) толщиной d , нанесенной на плоское основание размещенной в воздухе ($n_3 = 1.0$) призмы. При $d = d_0 = 53.2$ нм и угле падения $\varphi = \varphi_0 = 44^\circ 10'$ в такой структуре достигается 100%-ная эффективность возбуждения ПП.

Вначале были рассчитаны зависимости угла наклона плоскости поляризации Θ отраженного излучения от угла падения φ при $d = d_0$ и различных Θ_0 (рис.3). Из приведенных на рис.3 графиков видно:

1) угловые положения минимумов резонансных провалов на кривых $R_p(\varphi)$ совпадают с угловыми положениями вершин пиков на соответствующих кривых $\Theta(\varphi)$;

2) при $\Theta_0 < 30^\circ$ угловая ширина резонансных пиков значительно меньше угловой ширины резонансных провалов;

3) поскольку погрешность определения углового положения плоскости поляризации с помощью серийных поляриметров не хуже $1'$ [19], то при $\Theta_0 \leq 1^\circ$ угол падения φ_0 , соответствующий максимальной эффективности возбуждения ПП, может быть определен с погрешностью не хуже $1''$, что на два порядка меньше погрешности определения φ_0 при использовании амплитудного метода детектирования ПП.

Таким образом, численный эксперимент подтверждает предположение о том, что при малых Θ_0 угол наклона плоскости поляризации отраженного излучения относи-

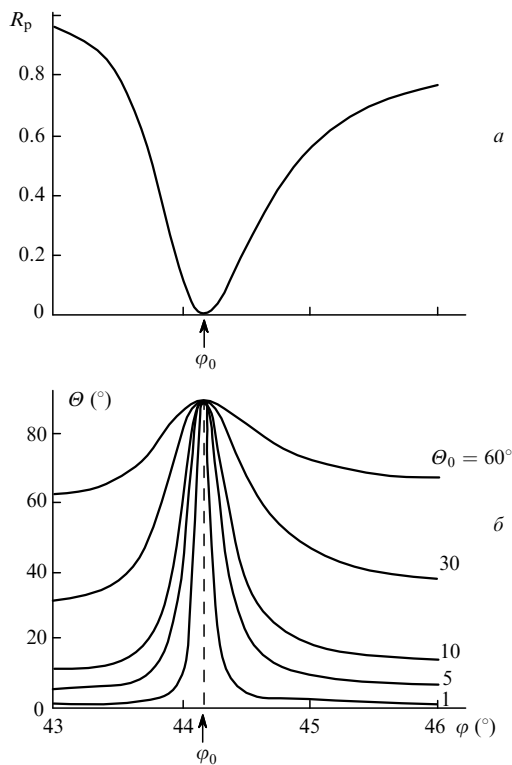


Рис.3. Зависимости коэффициента отражения R_p (а) и угла наклона плоскости поляризации отраженного света Θ (б) от угла падения φ при 100 %-ной эффективности возбуждения ПП в структуре «призма ($n_1 = 1.51$) – золотая пленка ($n_2 = 0.14$, $k_2 = 3.30$, толщина $d = d_0 = 53.2$ нм) – воздух» при разных углах наклона плоскости поляризации Θ_0 падающего света с длиной волны $\lambda_0 = 632.8$ нм.

тельно плоскости падения Θ более критичен к эффективности возбуждения ПП η , чем коэффициент отражения R_p .

Далее для оценки чувствительности поляриметрического метода детектирования ПП к вариациям параметров волноведущей структуры были рассчитаны зависимости $R_p(\varphi)$ и $\Theta(\varphi)$ при $\Theta_0 = 1^\circ$ и разных толщинах d золотой пленки (рис.4). Анализ зависимостей $R_p(\varphi)$ показывает, что при изменении d в пределах 47.0 нм $< d < 59.0$ нм изменение R_p в минимуме провала, соответствующего максимальной эффективности возбуждения ПП η , не превышает 0.05, т. е. $\sim 5\%$ от $R_{p,\max} \approx 1$. В то же время максимальный угол наклона плоскости поляризации отраженного излучения к плоскости падения Θ при таких вариациях d изменяется от 90 до 18° , т. е. на $\sim 80\%$. Аналогичные расчеты, выполненные для этой же структуры при изменении показателя преломления окружающей среды n_3 , показали, что чувствительность угла Θ к изменениям n_3 также на 1–2 порядка (в зависимости от Θ_0) превышает чувствительность R_p .

Это позволяет утверждать, что чувствительность поляриметрического метода (детектирования фотонного возбуждения ПП) к вариациям параметров волноведущей структуры существенно выше чувствительности амплитудного метода.

3. Экспериментальные исследования

Для поляриметрического детектирования фотонного возбуждения ПП не требуется создания специальной установки, оно может быть выполнено с помощью серийного эллипсометра, содержащего все необходимые элементы (за исключением волноведущей структуры, ис-

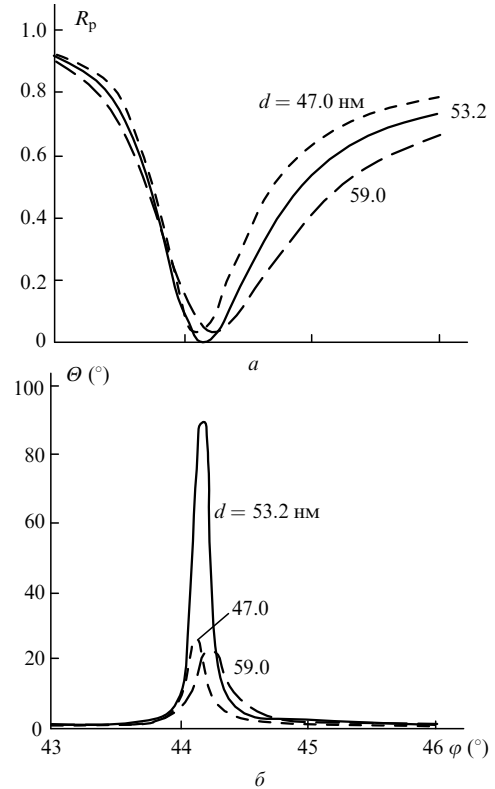


Рис.4. Зависимости коэффициента отражения R_p (а) и угла наклона плоскости поляризации отраженного света Θ (б) от угла падения φ при возбуждении этим излучением ПП в структуре с разной толщиной d золотой пленки (описана в подписи к рис.3).

пользуемой в качестве образца): поляризатор, регулируемый компенсатор и анализатор, имеющие ось вращения и снабженные лимбами, а также источник монохроматического излучения и чувствительное фотоприемное устройство.

Единственным элементом, нуждающимся в модернизации, является компенсатор, роль которого в серийных эллипсометрах выполняет четвертьволновая пластинка. Вносимый пластинкой фазовый сдвиг между р- и s-составляющими излучения зависит от угла наклона оптической оси пластинки относительно плоскости падения и варьируется от нуля до $\pi/2$ при повороте пластинки на 45° . Однако при фотонном возбуждении ПП фазовый сдвиг между составляющими излучения может достигать 2π [4, 16], поэтому для поляриметрического детектирования фотонного возбуждения ПП с помощью эллипсометра в качестве его регулируемого компенсатора следует выбрать волновую пластинку, имеющую ось вращения. Измерения можно выполнять по известным в эллипсометрии схемам PCSA (поляризатор – компенсатор – образец – анализатор) или PSCA (поляризатор – образец – компенсатор – анализатор) с фиксированным угловым положением поляризатора и поворачиваемыми компенсатором и анализатором [18].

Для апробации поляриметрического метода мы использовали эллипсометр ЛЭФ-3М, оснащенный He – Ne-лазером ($\lambda_0 = 632.8$ нм). В эллипсометре компенсатором служили четыре соединенные между собой четвертьволновые пластинки с совмещенными оптическими осями. Роль призмы НПВО и механической основы для волноведущей структуры выполнял стеклянный полуцилиндр с радиусом кривизны поверхности 2.5 см, что значительно больше диаметра пучка лазера, и показателем преломле-

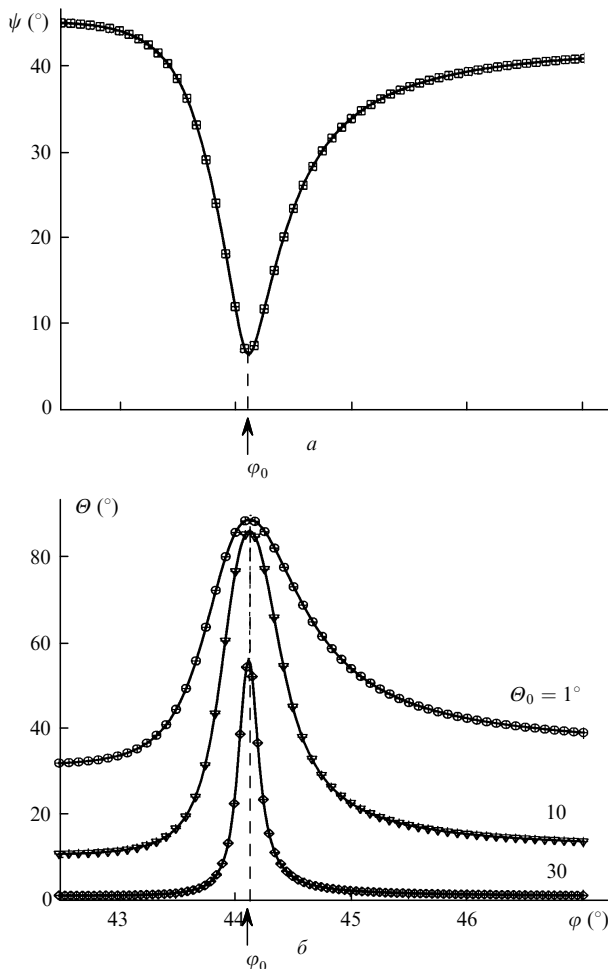


Рис.5. Зависимости эллипсометрического угла ψ (а) и угла наклона плоскости поляризации отраженного света Θ (б) от угла падения φ , измеренные при отражении линейно поляризованного света с $\lambda = 632.8$ нм от структуры «призма ($n_1 = 1.51$) – медная пленка ($n_2 = 0.21$, $k_2 = 3.35$, толщина $d = 50$ нм) – воздух» и разных углах наклона плоскости поляризации Θ_0 падающего света.

ния $n_1 = 1.51$. Выбор призмы в виде полуцилиндра позволяет избежать смещения светового пятна на волноведущей структуре при изменении угла падения излучения. На плоскую грань (основание), стягивающую полуцилиндрическую поверхность, методом термического испарения в вакууме была нанесена прозрачная сплошная медная пленка толщиной $d \approx 50$ нм (оценена по коэффициенту пропускания). Оптические постоянные напыленной пленки, определенные методом эллипсометрии с использованием контрольного образца, оказались такими: $n_2 = 0.21$ и $k_2 = 3.35$. Полуцилиндр с нанесенной на него медной пленкой был установлен в воздухе основанием на бруску-прокладку в центре предметного столика эллипсометра (окружающая среда – воздух).

Вначале по известной методике эллипсометрической регистрации ПП-мод в тонких металлических пленках [20] нами была измерена зависимость $\psi(\varphi)$, где $\psi = \arctan(R_p/R_s)$ – поляризационный угол эллипсометрии. Полученная зависимость $\psi(\varphi)$ представлена на рис.5,а. Минимальный угол $\psi = 6^\circ 27'$ достигается при угле падения $\varphi = 44^\circ 06'$ и соответствует максимальной эффективности возбуждения ПП в данной структуре $\eta = 98.8\%$. Отметим, что в случае необходимости зависимость $\psi(\varphi)$ легко пересчитать (учитывая равенство $R_s \approx 1$) в зависимость $R_p(\varphi)$.

Затем для этой же структуры были выполнены поляризметрические измерения зависимости углового положения Θ плоскости поляризации отраженного излучения от угла падения φ . Была использована методика «нулевых измерений» с фиксированным положением поляризатора и регулируемые угловыми положениями компенсатора и анализатора.

На рис.5,б представлено семейство кривых $\Theta(\varphi)$, полученных при различных фиксированных углах наклона Θ_0 поляризатора относительно плоскости падения. Ход этих кривых хорошо согласуется с соответствующими расчетными зависимостями, подтверждая высокую чувствительность ориентации плоскости поляризации отраженного излучения к эффективности возбуждения ПП. Анализ кривых на рис.5 также показывает, что при погрешности измерения R_p , равной 1%, и погрешности измерения Θ , равной 1', угол φ_0 в случае применения амплитудного метода может быть определен с погрешностью до 10', а при использовании поляризметрического метода (при $\Theta_0 < 30^\circ$) – с погрешностью не хуже 30". Таким образом, выполненные эксперименты подтвердили потенциальные возможности предложенного метода.

Заключение

Итак, при компенсации фазового сдвига между р- и s-составляющими, возникающего при возбуждении ПП линейно поляризованным светом, происходит поворот плоскости поляризации отраженного излучения на угол $\Delta\Theta = \Theta - \Theta_0$, где Θ_0 и Θ – углы между плоскостью падения и плоскостью колебаний вектора E в падающем и отраженном свете. Угол $\Delta\Theta$ может служить мерой эффективности фотонного возбуждения ПП, что позволяет использовать новый метод детектирования ПП – поляризметрический. Высокая чувствительность угла $\Delta\Theta$ к эффективности возбуждения ПП может быть продуктивно использована для создания нового поколения плазмонных датчиков, измерительных устройств и ПП-микроскопов. Отметим также, что сильная зависимость угла $\Delta\Theta$ от ориентации плоскости поляризации падающего излучения позволяет применить предложенный метод для повышения чувствительности поляризационной микроскопии и сахариметрии.

1. *Поверхностные поляритоны* (М., Наука, 1985).
2. Либенсон М.Н., Диденко И.А. *Опт.вестн.*, № 5–6, 1 (1992).
3. Тищенко А.А., Никитин А.К. *Вестн.РУДН.Сер.физич.*, 1, 114 (1993).
4. Никитин А.К., Тищенко А.А. *Поверхность*, № 12, 45 (1987).
5. Буршта И.И., Венгер Е.Ф., Завадский С.Н. *ЖТФ*, 64, № 10, 191 (1994).
6. Никитин А.К., Тищенко А.А., Черная А.И. *Зарубежная радиоэлектроника*, № 10, 14 (1990).
7. Welford K. *Opt.Quant.Electron.*, 23, 1 (1991).
8. Robinson G. *Sensors and Actuators B*, 29, 31 (1995).
9. Melendez J., Carr R., Bartholomew D.U. et al. *Sensors and Actuators B*, 35, 212 (1996).
10. Никитин А.К., Рыжова Т.А. *Письма в ЖТФ*, 22, № 9, 14 (1996).
11. Названов В.Ф., Коваленко Д.И. *Письма в ЖТФ*, 21, № 14, 60 (1995).
12. Otto A. *Zs.Physik*, 216, 398 (1968).
13. Abeles F., Lopes-Rios T. *Proc. I Taormina Research Conf. on the Structure of Matter* (N.Y., Pergamon Press, 1974, p. 241).
14. Никитин А.К., Тищенко А.А. *Письма в ЖТФ*, 17, № 11, 76 (1991).
15. Кабашин А.В., Никитин П.И. *Квантовая электроника*, 24, 671 (1997).

16. Кочергин В.Е., Вaleyко М.В., Белоглазов А.А., Ксенеvич Т.И., Никитин П.И. *Квантовая электроника*, **25**, 857 (1998).
17. Никитин А.К. *Оптич. журн.*, **65**, № 11, 99 (1998).
18. Аззам Р., Башара Н. *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М., Мир, 1981).
19. Волкова Е.А. *Поляризационные измерения* (М., изд-во стандартов, 1974).
20. Большаков М.М., Кассандров В.В., Никитин А.К., Тищенко А. А. В кн. *Эллипсометрия в науке и технике* (Новосибирск, изд-е ИФП СО АН СССР, 1990, с.161).

A.K.Nikitin. Polaritonic detection of surface plasmons excited by photons.

A polarimetric method of detection of surface plasmons excited by linearly polarised light was proposed and tested. Compared to the amplitude method, it was found to have a higher sensitivity to variations of parameters of a waveguide structure and makes it possible to increase by one or two orders of magnitude the accuracy of determination of the excitation efficiency and the phase velocity for surface plasmons. The potentialities of application of the method to sensor devices, polarimetry, and microscopy of a conducting surface are discussed.