

Управление формой и скоростью импульса плазмон-поляритонов посредством фотовозбуждения электронов металла

Н. Е. Хохлов^{1,2,*}, Д. О. Игнатъева^{1,2}, В. И. Белотелов^{1,2}, А. П. Сухоруков¹

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

²Российский Квантовый Центр
Россия, 143025, Московская область,
Одинцовский район, Сколково, улица Новая, д. 100А

Рассмотрена возможность управления формой и длительностью импульса поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на суб-пикосекундных временных масштабах посредством другого мощного импульса ППП (импульса накачки), который индуцирует неоднородность диэлектрической проницаемости золота из-за фотовозбуждения электронов. В работе представлены теоретические результаты для изменения огибающей ППП импульса, полученные в приближении медленно меняющейся амплитуды, и показано, что распространение импульса накачки приводит к сжатию сигнала до 25% по длительности и изменению задержки между двумя импульсами ППП до 10 фс при плотности энергии накачки порядка $1 \text{ мДж}\cdot\text{см}^{-2}$.

PACS: 42.65.-k, 42.65.Re.

УДК: 535.016.

Ключевые слова: поверхностные плазмон-поляритоны, активная плазмоника, нелинейное взаимодействие импульсов.

В настоящее время плазмоника привлекает все больше внимания исследователей. Это связано с возможностями, которые она открывает: новые способы обработки информации в наносхемах [1, 2], повышение поглощения света в солнечных элементах [3], увеличение чувствительности био- и хемо-сенсоров [4] и т.д. Ключевым объектом изучения плазмоники являются поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) — связанные колебания электромагнитного поля и плазмы электронов проводимости в металлах [5]. ППП локализованы вблизи границы раздела металл-диэлектрик и могут распространяться на десятки и сотни микрон вдоль нее. Одним из направлений плазмоники является активная плазмоника, изучающая методы управления характеристиками ППП посредством внешнего воздействия [6]. Основа методов активной плазмоники заключается в том, что волновое число ППП β зависит от диэлектрических проницаемостей металла ε_m и диэлектрика ε_d , вдоль границы раздела которых распространяется ППП:

$$\beta = \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}. \quad (1)$$

Следовательно, изменения одной из диэлектрических проницаемостей во времени и/или по координате приводит к вариации β . Каждая из диэлектрических проницаемостей при этом может являться функцией пространственных координат, времени t , напряженности электрического поля \mathbf{E} поверхностной волны и т.д.: $\varepsilon_i = \varepsilon_i(\mathbf{r}, t, \mathbf{E}, \dots)$. «Активное» изменение ε_i , т.е.

при внешнем воздействии, является основой базовых элементов активной плазмоники. К настоящему времени экспериментально продемонстрированы различные способы изменения β : посредством электрического [7] и магнитного [8] внешних полей, воздействия мощных лазерных импульсов [9] и др., созданы лабораторные образцы активных элементов плазмоники: оптический плазмонный переключатель [10], наноразмерный плазмонный циркулятор [11] и др.

В настоящей работе предложен новый подход к управлению характеристиками импульса ППП малой интенсивности (сигнального) посредством второго импульса ППП высокой интенсивности (накачки), который индуцирует изменения диэлектрической проницаемости металла, связанные с процессом фотовозбуждения и термализации электронов металла.

Температура электронов определяет диэлектрическую проницаемость металла и может быть изменена при фотовозбуждении электронов короткими лазерными или ППП импульсами [12, 13]. После фотовозбуждения электронов происходит процесс их релаксации и уменьшения температуры. Таким образом, при фотовозбуждении электронов наблюдается временная динамика изменений диэлектрической проницаемости металла ε_m : величина изменения диэлектрической проницаемости металла $\Delta\varepsilon_m$ возрастает до максимального значения на временных масштабах длительности лазерного импульса и затем экспоненциально убывает с характерными временами порядка 500 фс для хорошо проводящих металлов [12, 14]. Величина $\Delta\varepsilon_m$ в первом приближении линейно зависит от доли энергии оптического импульса, поглощенной в металле, и, следовательно, от плотности энергии импульса накачки Φ_0 [14]. Типичные значения плотностей энергии Φ_0 лазерных импульсов, при которых эксперимен-

*E-mail: n.e.khokhlov@yandex.ru

гально наблюдалось относительное изменение диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_m/\varepsilon_m$ до 7%, составляют 1,3–4 мДж/см² [14]. Такие большие значения Φ_0 необходимы из-за сильного отражения света от металлических поверхностей и, как следствие, слабого поглощения энергии лазера электронами металла.

В данной работе рассмотрен случай фотовозбуждения электронов металла мощным импульсом ППП. При возбуждении ППП до 100% энергии лазерного импульса переходит в поверхностную волну, и электромагнитное поле локализуется вблизи границы раздела металл-диэлектрик, что приводит к увеличению поглощения. Поэтому, при распространении импульса ППП производит большее изменение температуры электронов ΔT_e по сравнению со случаем объемного лазерного импульса при той же плотности энергии лазера Φ_0 . Экспериментальное наблюдение фотовозбуждения электронов импульсом ППП в плазмонном кристалле проведено в работе [13]. Также при фотовозбуждении импульсом ППП максимум индуцированного изменения диэлектрической проницаемости металла $\Delta\varepsilon_m$ движется вдоль границы металл-диэлектрик совместно с импульсом накачки. Временную и пространственную зависимости диэлектрической проницаемости металла в случае фотовозбуждения электронов импульсом ППП можно приближенно описать как:

$$\Delta\varepsilon_m(x, t) = \xi\Phi_0 f(x, t), \quad (2)$$

где $f(x, t)$ — нормированная функция, описывающая пространственно-временную динамику диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_m$; ξ — коэффициент, определяющий связь между $\Delta\varepsilon_m$ и плотностью энергии лазерного импульса Φ_0 . Направление оси x соответствует направлению распространения импульсов ППП, ось z — перпендикулярна поверхности раздела металл-диэлектрик (рис.1).

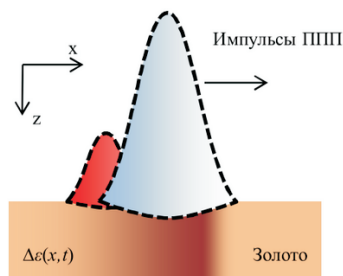


Рис. 1: Схема распространения и взаимодействия импульсов ППП

Спектральная зависимость изменений диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_m$ определяется структурой энергетических уровней металла. Для определенности в ходе работы рассмотрено распространение импульсов ППП вдоль гладкой поверхности золота с диэлектрической проницаемостью и ее изменениями $\Delta\varepsilon_m$, описываемыми моделью из работы [15]. Величина $\Delta\varepsilon_m$

определяется изменением температуры электронов ΔT_e и, следовательно, долей энергии импульса накачки, которая поглощается в металле. Коэффициент поглощения металла также имеет частотную зависимость, и, следовательно, доля поглощенной энергии импульса накачки определяется его центральной длиной волны λ_{pump} , а также его плотностью энергии Φ_0 . Таким образом, распространение ППП импульса накачки с центральной длиной волны λ_{pump} индуцирует изменения температуры электронов T_e , и это приводит к изменению диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_m$ на всех длинах волн. Следовательно, влияние распространения импульса накачки на сигнальный импульс ППП будет происходить не только на длине волны λ_{pump} , таким образом, центральную длину волны сигнального импульса ППП λ_0 можно выбирать независимо от λ_{pump} .

Для описания взаимодействия двух импульсов ППП в работе использован метод медленно меняющейся амплитуды. Данный метод изложен в работах [16, 17] применительно к описанию взаимодействия пучков и импульсов ППП, распространяющихся вдоль границы металла и нелинейного диэлектрика. Электрическое поле \mathbf{E} сигнального импульса представлялось в виде:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ i \operatorname{sgn}(z) \beta_0 \gamma_j^{-1} \end{pmatrix} A(x, t) \times \exp(i\beta_0 x - \gamma_j |z| - i\omega_0 t) + c.c. \right], \quad (3)$$

где β_0 — волновое число ППП на центральной частоте импульса, γ_j — компонента волнового вектора ППП в среде j (металле или диэлектрике), перпендикулярная границе раздела, $A(x, t)$ — медленно меняющаяся амплитуда импульса.

Для амплитуды $A(x, t)$ получено уравнение:

$$\frac{\partial A}{\partial x} + \nu \frac{\partial A}{\partial \tau} + iD \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - i\Delta\beta(x, \tau) + \Gamma A = 0, \quad (4)$$

где $D = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0}$ — коэффициент дисперсии групповой скорости; временная координата $\tau = t - x/u_p$ связана с групповой скоростью импульса накачки $u_p = \partial\omega/\partial\beta$; $\nu = 1/u_p - 1/u_0$ — расстройка групповых скоростей между импульсами; Γ — мнимая часть постоянной распространения β_0 ; $\Delta\beta$ имеет вид:

$$\Delta\beta(x, \tau) = \Delta\varepsilon_m(x, \tau) \frac{\beta_0^3}{2\varepsilon_m^2 k_0^2}. \quad (5)$$

Решение и анализ уравнения (4) проводились для гладкой границы золото-воздух, чтобы исключить возможность нелинейных эффектов в диэлектрике при распространении импульса накачки большой интенсивности.

На рис. 2 представлены огибающие сигнального импульса ППП после взаимодействия неоднородностью

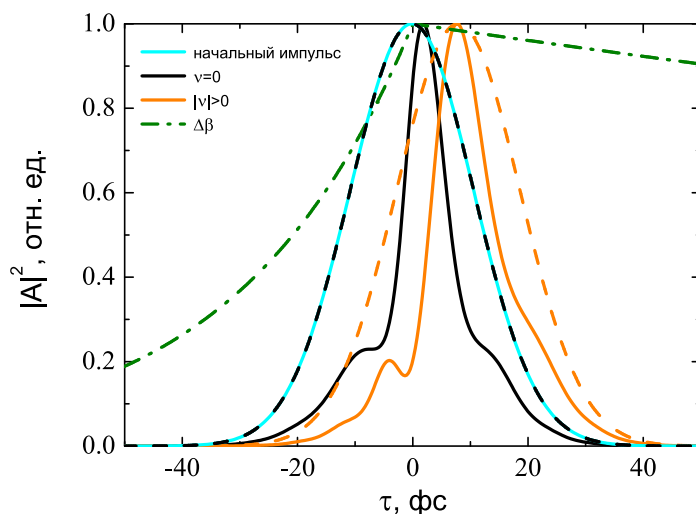


Рис. 2: Начальная (голубая сплошная линия) и конечные огибающие сигнала импульса при накачке малой интенсивности (пунктирные линии) и при накачке высокой интенсивности, когда центральные длины волн импульсов различны (оранжевая сплошная линия) и различны (черная сплошная линия). Зеленая штрих-пунктирная линия отображает временную зависимость величины $\Delta\beta$, индуцированной ППП накачки. $\tau = 0$ соответствует максимуму индуцированной неоднородности $\Delta\beta$; все величины нормированы на их максимальное значение

диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_m$, индуцированной импульсом накачки. Для расчетов центральная длина волны сигнала импульса бралась равной $\lambda_0 = 550$ нм, центральная длина волны ППП накачки $\lambda_{\text{ppp}} = 600$ и 550 нм, длительности обоих импульсов считались равными 30 фс. В результате взаимодействия сигналный импульс ППП испытывает сжатие по длительности до 25 %, а изменение временной задержки между импульсами достигает 10 фс при начальной задержке 15 фс.

Таким образом, активное управление длительностью

и скоростью распространения сигнала импульса ППП может быть реализовано на гладкой границе раздела золото–воздух за счет фотовозбуждения электронов золота посредством ППП импульса накачки. При этом сжатие сигнала импульса происходит на пространственных масштабах порядка нескольких десятком микрометров и суб-пикосекундных временных масштабах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 12-02-01119, 14-02-01012, 14-02-90050).

- [1] Brongersma M.L., Shalaev V.M. Science. **328**. P. 440. (2010).
- [2] Schuller J.A. et al. Nature Materials. **9**. P. 193. (2010).
- [3] Atwater H.A., Polman A. Nature Materials. **9**. P. 205-213. (2010).
- [4] Kabashin A.V. et al Nature Materials. **8**. P. 867. (2009).
- [5] Maier S. A. Plasmonics — Fundamentals and applications. (N.Y.: Springer, 2007).
- [6] Krasavin A. V., Zheludev N. I. Appl. Phys. Lett. **84**, P. 1416. (2004).
- [7] Cai W., Vasudev A.P., Brongersma M.L. Science. **333**. P. 1720. (2011).
- [8] Temnov V.V., et al. Nature Photon. **4**. P. 107. (2010).
- [9] Krasavin A. V., Zayats A. V. Opt. Commun. **283**. P. 1581. (2010).
- [10] Chen J., et al. Sci. Rep. **3**. P. 1451. (2013).
- [11] Davoyan A.R., Engheta N. New J. Phys. **15**. P. 083054. (2013).
- [12] Fatti N. D. et al Phys. Rev. B. **61**. P. 16956. (2000).
- [13] Pohl M., et al. Phys. Rev. B. **85**. P. 081401. (2012).
- [14] Elsayed-Ali H.E., Juhasz T. Phys. Rev. B. **43**. P. 13599. (1993).
- [15] Marini A. et al. New J. Phys. **15**. P. 013033. (2013).
- [16] Ignatyeva D.O., Sukhorukov A.P. Appl. Phys. A. **109**. P. 813. (2012).
- [17] Ignatyeva D.O., Sukhorukov A. P. Phys. Rev. A. **89**. P. 013850. (2014).

Active plasmon–polariton pulse shaping and velocity control via photoexcitation of electrons in metal

N. E. Khokhlov^{1,2a}, D. O. Ignatyeva^{1,2}, V. I. Belotelov^{1,2a}, A. P. Sukhorukov¹

¹*Department of photonics and microwave physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

²*Russian Quantum Center, Novaya str. 100A, Skolkovo village, Odintsovo district, Moscow area, 143025 Russia.
E-mail: ^an.e.khokhlov@yandex.ru*

We study the possibility of surface plasmon polariton (SPP) pulse shape and duration manipulation on sub-picosecond timescales via a high intensity pump SPP pulse photoexciting electrons in a gold film. We present a theoretical model describing this process and show that the pump induces the phase modulation of the probe pulse leading to its compression by about 25% and the variation of the delay between two SPP pulses up to 10 fs for the incident fluence of the pump of about $1 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$.

PACS: 42.65.-k, 42.65.Re.

Keywords: surface plasmon polaritons, active plasmonics, nonlinear pulses interaction.

Сведения об авторах

1. Хохлов Николай Евгеньевич — научный сотрудник Российского Квантового Центра; тел.: (495) 280-00-01 доб. 5011, e-mail: n.e.khokhlov@yandex.ru.
2. Игнатьева Дарья Олеговна — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова; тел: (495) 939-33-17, e-mail: ignatyeva@physics.msu.ru.
3. Белотелов Владимир Игоревич — доктор физ.-мат. наук, доцент кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова; тел: (495) 939-33-17 e-mail: v.i.belotelov@ya.ru.
4. Сухоруков Анатолий Петрович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова.