

РАДИОФИЗИКА

УДК 535.131

ДИНАМИКА СВЕТОВОГО ПОЛЯ ПОД ИГЛОЙ АТОМНО-СИЛОВОГО МИКРОСКОПА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

© 2007 г.

М.И. Бакунов, В.А. Вдовин, С.Н. Жуков

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

jsn@rf.unn.ru*Поступила в редакцию 24.05.2007*

Методом FDTD исследована пространственно-временная динамика светового поля под металлической иглой атомно-силового микроскопа при облучении фемтосекундными лазерными импульсами. Рассмотрены случаи иглы, расположенной над кремниевой подложкой и подложкой из фоторезиста. Рассчитаны значения коэффициента усиления поля под острием иглы, составляющие ~80–180 по интенсивности в зависимости от материала подложки. Показано, что важную роль в эффекте усиления играют плазмоны, возбуждаемые на поверхности иглы.

Введение

Одной из интересных возможностей применения атомно-силовых микроскопов является формирование наноструктур на поверхности образцов, расположенных под иглой микроскопа, при облучении иглы фемтосекундными лазерными импульсами. Известно, что важную роль в этом процессе может играть усиление светового поля вблизи острия иглы, вызывающее абляцию материала образца. Например, в работах [1–6] продемонстрировано образование на поверхности металлических и полимерных пленок углублений или выпуклостей с диаметром порядка 20–50 нм и вертикальным размером в несколько нанометров. Создаваемые таким образом структуры нанометровых масштабов могут быть использованы, например, в качестве элементов памяти со сверхвысокой плотностью записи информации.

Эффект усиления светового поля вблизи острия иглы исследовался аналитически в квазистатическом приближении для специального случая иглы гиперболической формы и цилиндрически симметричного освещения [7, 8]. Однако для сопоставления с экспериментами требуется рассмотрение более общей геометрии зонда и освещения. В недавней работе [9] приведены результаты трехмерного расчета усиления светового поля

при несимметричном освещении золотой иглы, расположенной над золотой подложкой. Использовался метод конечных разностей во временной области (FDTD, finite difference time domain), основанный на решении уравнений Максвелла в конечно-разностной форме со смещенными друг относительно друга сетками для электрического и магнитного полей во времени и в пространстве на половину шага дискретизации по каждой из переменных. Данный метод хорошо подходит для описания распространения фемтосекундных импульсов в нанометровых структурах и не требует обращения матриц при нахождении полей. В работе [9] рассматривались, однако, лишь стационарные распределения интенсивности светового поля в окрестности иглы, тогда как при облучении иглы короткими лазерными импульсами представляет интерес временная динамика эффекта усиления. Не рассматривался случай иглы, расположенной над диэлектрической подложкой.

В настоящей работе методом FDTD проведены трехмерные расчеты пространственно-временной динамики светового поля под иглой при облучении иглы наклонно падающей плоской волной. В расчетах подложка считается недиспергирующим диэлектриком, а игла – металлическим конусом с закруглением на конце. Для описания дисперсионных свойств

металла во временной области производится Фурье-преобразование от диэлектрической проницаемости, записанной в модели Друде. Для исследования эффектов нестационарности рассматриваются случаи падающей волны с резким передним фронтом, а также импульса с гауссовой огибающей.

Постановка задачи

Исследуемая система представлена на рис. 1 и включает в себя подложку, характеризующуюся диэлектрической проницаемостью ϵ , а также металлическую иглу, перпендикулярную к поверхности подложки. Расчеты проводились для алюминиевой и золотой игл конической формы с углом раскрытия 11° и закруглением радиуса

30 нм на конце. Значения плазменной частоты ω_p и частоты соударений ν для золота ($\omega_p = 1.37 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\nu = 4.08 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$) и алюминия ($\omega_p = 2.54 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\nu = 9.86 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$) брались из литературы. В качестве подложки брался либо кремний ($\epsilon = 2.54$), либо фоторезист ($\epsilon = 1.5$). Зазор между иглой и подложкой в ходе расчетов изменялся от 0 до 50 нм. Падающее световое поле задавалось в виде плоской волны с резким передним фронтом или импульса с гауссовой огибающей. Длина волны составляла 400 нм или 800 нм, угол падения 73° (рис. 1). Расчеты проводились как для ТМ-, так и для ТЕ-поляризации падающей волны.

Для выполнения расчетов были разработаны два вида численного кода – двухмерный и трехмерный. Для описания дисперсионных свойств металла во временной области использовалось фурье-преобразование от диэлектрической проницаемости, записанной в модели Друде [10]. Падающая на исследуемую область световая волна задавалась при помощи метода полного поля/рассеянного поля (total field/scattered field – TF/SF) [11]. В этом методе на границах исследуемой области задается источник путем добавления известного поля падающей волны в ячейках, прилегающих к границе изнутри, и вычитания этого поля в ячейках, расположенных около границы снаружи. В результате внутри объема создается поле бегущей световой волны, а снаружи остается только поле, возникающее в результате дифракции этой волны на неоднородностях в исследуемой области. При наличии подложки первичное поле на границах исследуемой области задается в виде суперпозиции падающей плоской волны, а также отраженной

и преломленной волн от той части подложки, которая расположена вне исследуемого объема (см. рис. 1). При этом амплитуды отраженной и

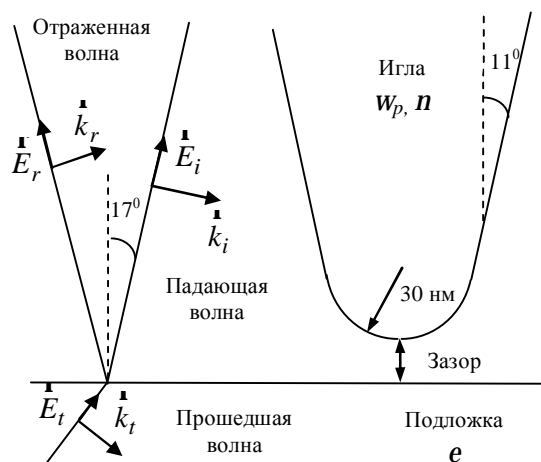


Рис. 1. Геометрия задачи

преломленной волн рассчитываются по формулам Френеля. Чтобы исключить искусственное отражение уходящих из области расчета волн от границ этой области, на границах введены идеально согласованные слои (perfect matched layers – PML) [12].

Отладка программы проводилась на двух частных случаях – распространение падающей плоской волны через область расчета в отсутствие иглы и подложки и отражение падающей волны от подложки в отсутствие иглы. В результате отладки удалось добиться устойчивой работы программы. Далее с помощью отлаженного численного кода проводились систематические расчеты распределения интенсивности светового поля в окрестности кончика иглы.

Результаты и обсуждение

Вначале расчеты производились для кремниевой подложки. В случае ТЕ-поляризации падающей волны усиления светового поля в окрестности иглы не обнаружено. Для ТМ-поляризации получен эффект значительного усиления светового поля. Наибольшее усиление достигается в вакуумном зазоре непосредственно под кончиком иглы (рис. 2). В кремниевой подложке и в самой игле усиление поля менее значительное. Интенсивность светового поля в подложке быстро падает с удалением от оси симметрии системы (рис. 3). Типичная картина светового поля вблизи иглы приведена на рис. 4.

С уменьшением расстояния между иглой и подложкой наблюдается увеличение

максимальной интенсивности светового поля. Для алюминиевой иглы эффект усиления поля выражен гораздо слабее, чем для золотой.

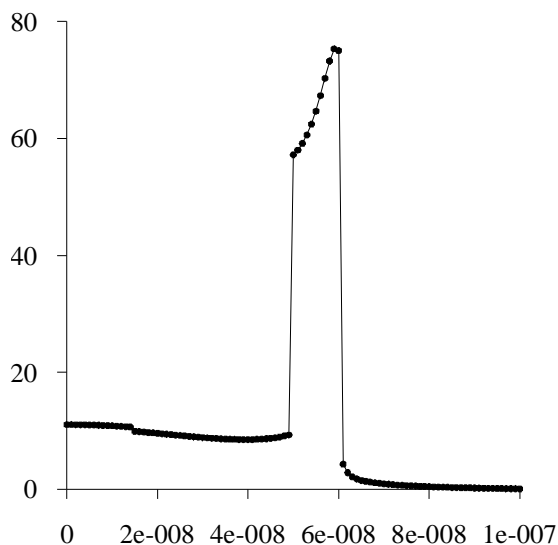


Рис. 2. Распределение интенсивности светового поля вдоль оси симметрии системы золотая игла – кремниевая подложка (нормировка на интенсивность падающей волны). Расстояние между иглой и подложкой 10 нм

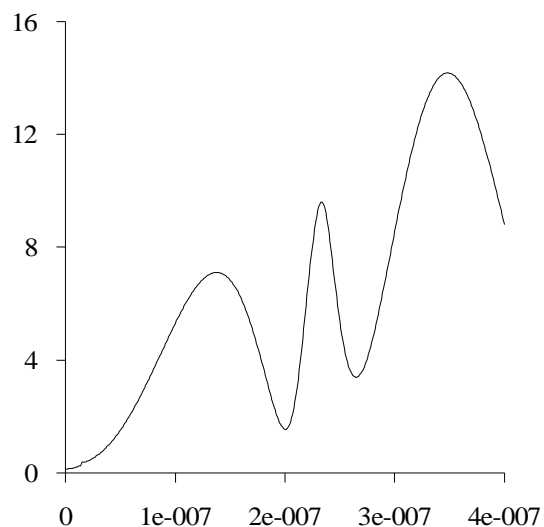


Рис. 3. Распределение интенсивности светового поля вдоль границы подложки на глубине 1 нм (нормировка на интенсивность падающей волны). Расстояние между иглой и подложкой 10 нм

Далее исследовалось распределение интенсивности светового поля и его временной динамики под иглой атомно-силового микроскопа, расположенной над слоем фоторезистивного материала (фоторезиста). Сильное поглощение светового поля в фоторезисте, физически не связанное с

возбуждением токов и вследствие этого не допускающее описания путем введения мнимой части в диэлектрическую проницаемость (это

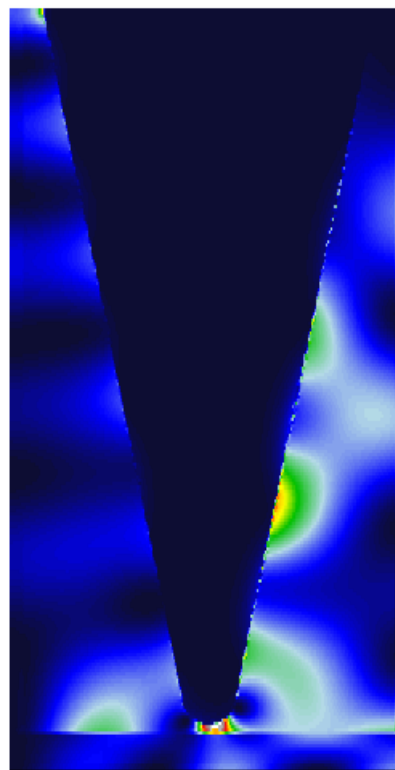


Рис. 4. Типичное распределение интенсивности светового поля вблизи поверхности иглы

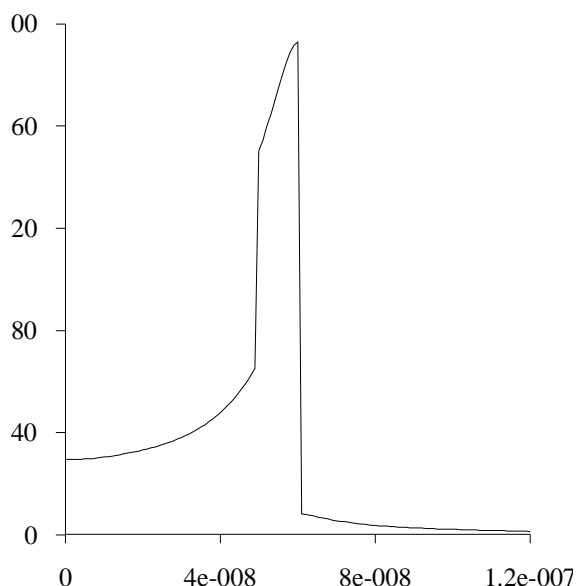


Рис. 5. Распределение интенсивности светового поля вдоль оси симметрии системы золотая игла – вакуумный зазор – фоторезист (нормировка на интенсивность падающей волны, расстояние – в метрах). Расстояние между иглой и фоторезистом 10 нм. Разрешение 5 нм

привело бы к сильному отражению света от фоторезиста), учитывалось введением

спадающего вглубь фоторезиста экспоненциального фактора с коэффициентом затухания 5 мкм^{-1} . Падающее световое поле задавалось в виде плоской волны с резким передним фронтом, длина волны 400 нм (вторая

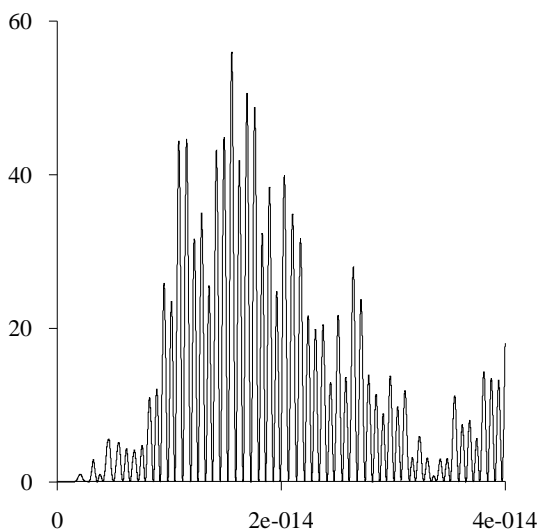


Рис. 6. Зависимость интенсивности светового поля на глубине 5 нм в фоторезисте от времени (нормировка на интенсивность падающей волны, время – в секундах). Расстояние между золотой иглой и подложкой 10 нм

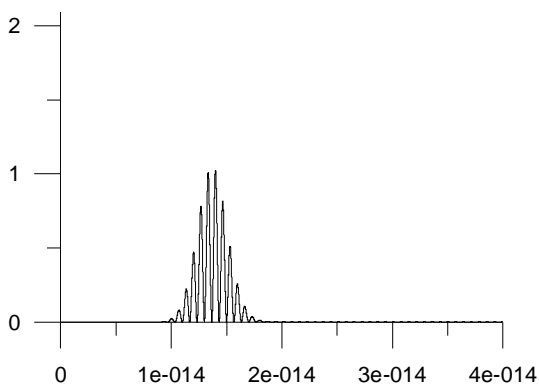


Рис. 7. Осциллограмма интенсивности светового поля в падающем импульсе (время – в секундах)

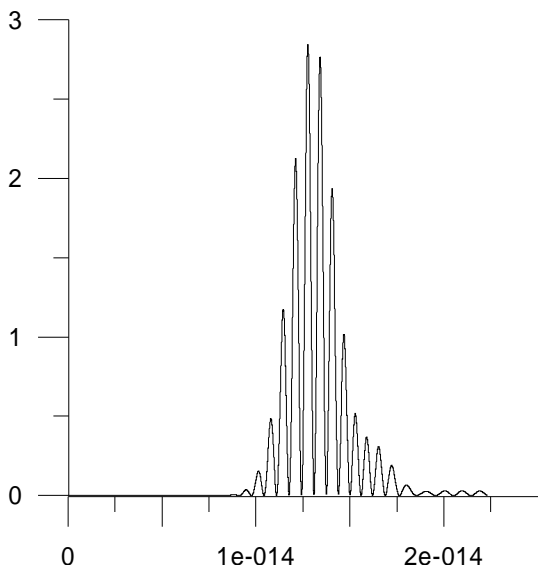


Рис. 8. Зависимость интенсивности светового поля под алюминиевым клином (на расстоянии 1 нм) от времени (нормировка на интенсивность падающего импульса, время – в секундах). Расстояние между клином и диэлектрической подложкой 10 нм

гармоника титан-сапфирового лазера). Расчеты проводились для ТМ-поляризации падающей волны, обеспечивающей, как было показано ранее, усиление светового поля под иглой.

В результате расчетов установлено, что интенсивность светового поля в приповерхностном слое фоторезиста может в десятки раз превышать интенсивность падающей световой волны (рис. 5). Роль экспоненциального фактора, учитывающего поглощение светового поля фоторезистом, оказалась несущественной – эффект усиления светового поля проявляется на столь малых расстояниях от границы фоторезиста, что поглощение не успевает сказаться.

Обнаружена интересная временная динамика светового поля в приповерхностном слое фоторезиста под иглой (рис. 6). После включения падающей волны амплитуда колебаний поля вначале растет, затем начинаются биения. Физически данный эффект, по-видимому, можно объяснить интерференцией падающего светового поля и поля поверхностных плазмонов, возбуждаемых в золотой игле.

Для выяснения роли поверхностных плазмонов в эффекте усиления светового поля под иглой были проведены исследования временной динамики поля при облучении иглы коротким лазерным импульсом с гауссовой огибающей (рис. 7). Диэлектрическая проницаемость подложки считалась равной 1.5 (фоторезист), в качестве материала иглы (клина) брались золото и алюминий.

При достаточно коротком падающем импульсе симметричной (гауссовой) формы осциллограмма интенсивности поля под иглой имеет ярко выраженный асимметричный характер (рис. 8) – игла «звенит» некоторое время после выключения возбуждающего поля. Это связано с возбуждением слабозатухающих плазменных колебаний в игле. В случае адиабатического возбуждения иглы импульсом большой длительности асимметрия отклика во времени для подложки из фоторезиста отсутствует – поле поверхностных плазмонов следует за изменением огибающей падающего светового импульса.

Интересно, что в случае кремниевой подложки даже при большой длительности падающего импульса (рис. 9) плазмоны играют существенную роль (рис. 10).

Далее было проведено исследование временной динамики светового поля под иглой в

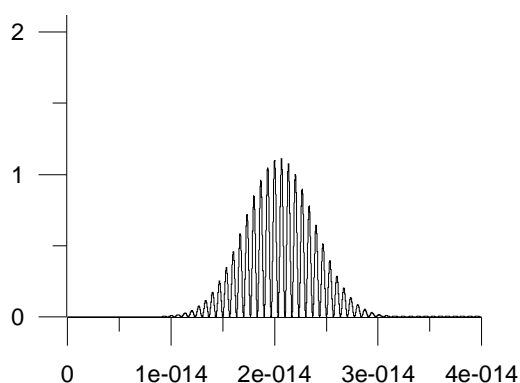


Рис. 9. Осциллограмма интенсивности светового поля в падающем импульсе (время – в секундах)

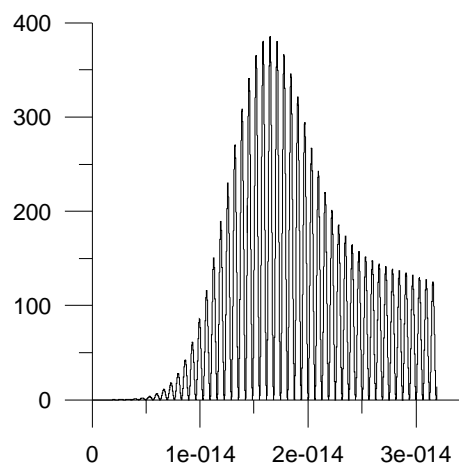


Рис. 10. Зависимость интенсивности светового поля под золотым клином (на расстоянии 0.5 нм) от времени (нормировка на интенсивность падающего импульса, время – в секундах). Расстояние между клином и диэлектрической подложкой 2.5 нм. Подложка кремниевая

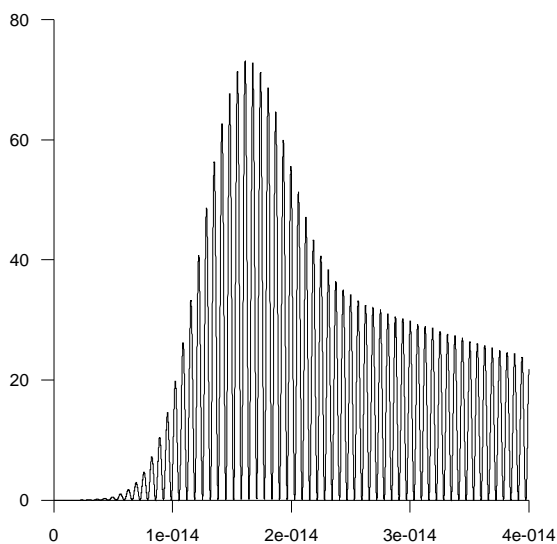


Рис. 11. Зависимость интенсивности светового поля под золотой иглой от времени (нормировка на интенсивность падающей волны, время – в секундах). Расстояние между золотой иглой и подложкой 10 нм. Диэлектрическая проницаемость подложки $\epsilon = 2.54$, длина иглы 170 нм

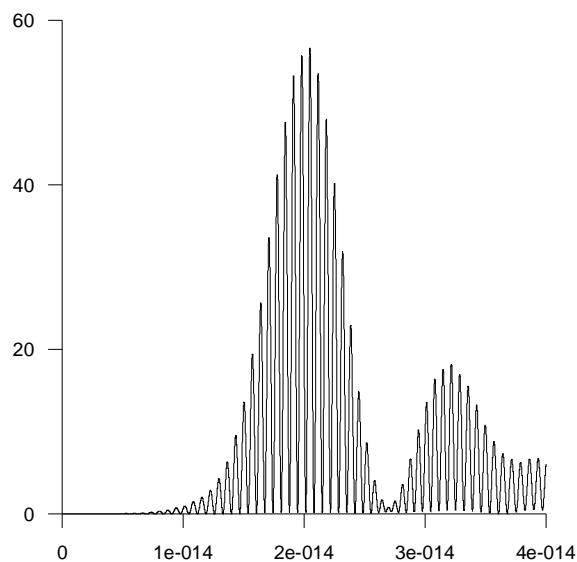


Рис. 12. Зависимость интенсивности светового поля под золотой иглой от времени (нормировка на интенсивность падающей волны, время – в секундах). Расстояние между золотой иглой и подложкой 10 нм. Диэлектрическая проницаемость подложки $\epsilon = 2.54$, длина иглы 840 нм

зависимости от длины иглы. Целью исследования было обнаружение эффекта запаздывания между приходом на кончик иглы падающего светового импульса и распространяющегося по игле пакета медленных поверхностных плазмонов.

На рис. 11, 12 приведены полученные в численных экспериментах зависимости интенсивности светового поля под золотой иглой от времени. Обнаружено, что в случае достаточно длинной иглы плазмоны, возбуждаемые на боковой поверхности иглы,

продолжают вносить существенный вклад в световое поле под иглой даже спустя значительное время после окончания падающего светового импульса. В результате этого эффекта интенсивность полного светового поля под иглой может образовывать последовательность отдельных импульсов, величина которых уменьшается со временем (рис. 12).

Заключение

Полученные результаты подтверждают существование эффекта усиления светового поля под острием металлической иглы, облучаемой лазерными импульсами ТМ-поляризации. Рассчитанные значения коэффициента усиления по интенсивности хорошо согласуются с результатами работы [9]. Показано, что важную роль в эффекте усиления поля играют поверхностные плазмоны, возбуждаемые падающим лазерным импульсом на поверхности иглы.

Список литературы

1. Gorbunov A.A., Pompe W. // Phys. Status Solidi A. – 1994. – V. 145. – P. 333.
2. Jerš J., Dickmann K. // Appl. Phys. Lett. – 1996. – V. 68. – P. 868.
3. Lu, Y.-F., Hu B., Mai Z.-H. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. – 2001. – V. 40. – P. 4395.
4. Jerš J., Demming F., Dickmann K. // Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process. – 1997. – V. 64. – P. 29.
5. Huang S.M., Hong M.H., Lu Y.F. et al. // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91, № 5. – P. 3268.
6. Kirsanov A., Kiselev A., Stepanov A. // J. Appl. Phys. – 2003. – V. 94, № 10. – P. 6822.
7. Denk W., Pohl D.W. // J. Vac. Sci. Technol. – 1991. – V. B 9. – P. 510.
8. Kawata Y., Xu C., Denk W. // J. Appl. Phys. – 1999. – V. 85. – P. 1294.
9. Roth M.R., Panoiu N.C., Adams M.M. et al. // Opt. Express. – 2006. – V. 14. – P. 2921–2931.
10. Luebbers R. J., Kunz K.S. // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1991. – V. 39. – P. 29.
11. Taflov A. // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1980. – V. EMC-22(2). – P. 191.
12. Berenger J.-P. // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1996. – V. 44(1). – P. 110.

**OPTICAL FIELD DYNAMICS UNDER THE ATOMIC-FORCE MICROSCOPE
TIP ILLUMINATED WITH FEMTOSECOND LASER PULSES**

M.I. Bakunov, V.A. Vdovin, S.N. Zhukov

Using the FDTD simulation we studied the spatio-temporal dynamics of the optical field under the metal tip of an atomic-force microscope illuminated with femtosecond laser pulses. The cases of the tip placed above the substrates made of silicon and photoresist are considered. Field enhancement factors under the tip are shown to be as high as 80-180 depending on the material of the substrate. It is demonstrated that plasmons excited on the surface of the tip play an essential role in the phenomenon of field enhancement.