

Министерство образования и науки Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского филиала  
Института радиотехники и электроники  
им. В.А.Котельникова РАН

**Динамика нелинейного оптического отклика в стеклообразном полупроводнике вблизи края полосы фундаментального поглощения**

**АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ**

студента 4 курса 431 группы  
направления 03.03.02 «Физика» физического факультета  
Васильева Георгия Николаевича

Научный руководитель

профессор, д.ф.-м.н. \_\_\_\_\_ Е.А. Романова

Заведующий кафедрой

профессор, д.ф.-м.н. \_\_\_\_\_ В.М. Аникин

Саратов 2017

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность темы

Бурное развитие нелинейной оптики в конце прошлого века способствовало изучению нелинейных оптических процессов, протекающих в веществе, которое предоставляет новые возможности для решения различных имеющихся в области физики задач, а также помогает в постановке новых. В частности, нелинейные оптические свойства, которые проявляются при фотовозбуждении вещества сверхкороткими лазерными импульсами большой интенсивности, находят свое применение при создании волноводов и волноводных структур.

Одним из главных преимуществ метода «рисования» лазерными импульсами по сравнению с интегрально-оптическими технологиями фотолитографии и напыления является возможность создания трехмерных структур в объеме стекла. В настоящее время для этого могут быть использованы халькогенидные стекла, являющиеся перспективным прозрачным материалом для среднего инфракрасного диапазона длин волн (3 - 25 мкм). Халькогенидные стеклообразные полупроводники имеют наибольший нелинейный оптический отклик, который характеризуется нелинейной поляризацией третьего порядка, а также отличаются рядом уникальных свойств: феноменальной радиационной стойкостью, обратимым электрическим переключением и памятью, фотоиндуцированными структурными превращениями и простотой технологий.

**Цель** выпускной квалификационной работы состоит в том, чтобы охарактеризовать фотоиндуцированные процессы в халькогенидном стеклообразном полупроводнике при локализованном облучении фемтосекундными лазерными импульсами большой интенсивности в области частот вблизи края полосы фундаментального поглощения полупроводника (по результатам измерений нелинейного оптического отклика интерферометрическим методом «накачка-зондирование»).

Экспериментальные данные были получены на установке в лаборатории Парижского Технического Университета (Ecole Polytechnique) в г. Палезо, Франция.

В соответствии с поставленной целью решались следующие **задачи**:

1. Провести сравнительный анализ структурных и электронных свойств кристаллических и стеклообразных полупроводников.
2. Изучить методику измерений с использованием интерферометрического метода «накачка-зондирование».
3. Исследовать характер нелинейного оптического отклика в образцах стекла составов  $As_{40}S_{30}Se_{30}$ ,  $As_{40}S_{20}Se_{40}$ ,  $As_{40}S_{15}Se_{45}$  при различных энергиях импульса накачки и определить тип кинетики фотоиндуцированных носителей заряда в этих образцах.
4. Создать численную модель кинетики носителей заряда с учетом возможных переходов в связанные состояния в запрещенной зоне.
5. Провести компьютерное моделирование кинетики носителей заряда в образцах  $As_{40}S_{30}Se_{30}$ ,  $As_{40}S_{20}Se_{40}$ ,  $As_{40}S_{15}Se_{45}$  и сравнить особенности кинетики для этих составов.
6. Провести сравнение полученных результатов компьютерного моделирования с данными эксперимента.

### **Структура работы**

Данная работа состоит из введения, четырех глав, выводов и библиографического списка. Глава 1: Нелинейные оптические свойства стеклообразных полупроводников. Глава 2: Халькогенидные стекла, их электронные и оптические свойства, применение халькогенидных стекол. Глава 3: Кинетика фотоиндуцированных носителей заряда в диэлектриках. Глава 4: Исследование динамики нелинейного оптического отклика халькогенидных стекол.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во Введении** обоснована актуальность темы, сформулированы цель и задачи выпускной квалификационной бакалаврской работы.

**В Главе 1** обсуждаются теоретические вопросы, связанные с нелинейными оптическими свойствами стеклообразных полупроводников: нелинейная поляризация в полупроводниках, а также нелинейные оптические явления, возникающие под действием оптических полей, такие как многофотонное поглощение, нелинейная модуляция фазы и фазовая кросс-модуляция оптического излучения [1].

**В Главе 2** представлено описание исследуемых образцов халькогенидных стёкол. Здесь описываются их оптические свойства и области применения данных стёкол.

Халькогенидные стёкла отличаются от других оптических стекол тем, что имеют наибольшую нелинейную поляризацию третьего порядка [2], значения керровской постоянной на два-три порядка больше, чем в плавном кварце, а нелинейный отклик является очень быстрым (порядка фемтосекунд). Благодаря своим уникальным свойствам, халькогенидные стёкла могут найти широкое применение в устройствах ИК-оптики, сенсорных технологиях [3], в оптоэлектронике и т.д.

**В Главе 3** описывается кинетика фотоиндуцированных носителей заряда в диэлектриках, приводится классическая модель Друде, описывающая взаимодействие электрического поля световой волны со свободными электронами в веществе. Так же рассмотрено понятие экситона и специфика экситонных взаимодействий в полупроводниках.

**В Главе 4 в п.4.1** представлено описание трехимпульсного интерферометрического метода «накачка-зондирование» [4]. Данный метод используется в работе для исследования временной динамики нелинейного оптического отклика с фемтосекундным временным разрешением основан на измерении раз-

ности фаз двух пробных лазерных импульсов, которая пропорциональна изменению показателя преломления, наведенному в образце импульсом накачки [5]. Также в данной главе в п.4.2 описывается экспериментальная установка, которая находится в Техническом Университете, в г.Палезо, во Франции (Рис.1). В качестве источника излучения использовался титан-сапфировый лазер, генерирующий импульсы длительностью 50 фс с частотой повторения 20 Гц на длине волны 790 нм.

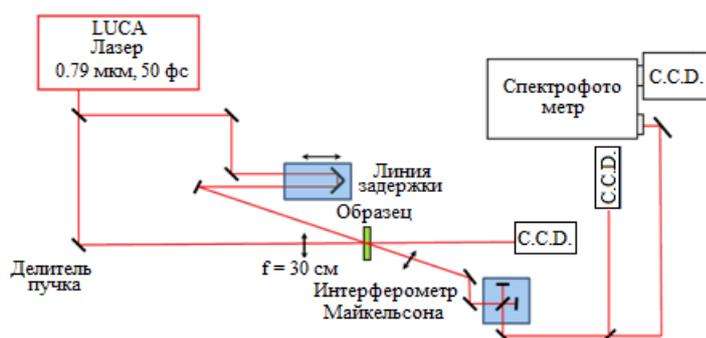


Рисунок 1. Оптическая схема для измерений трехимпульсным интерферометрическим методом «накачка-зондирование»

В п.4.3 описываются особенности временной динамики нелинейного оптического отклика в образцах халькогенидных стекол  $As_{40}Se_{30}S_{30}$ ,  $As_{40}Se_{40}S_{20}$ ,  $As_{40}Se_{45}S_{15}$ , для которых отношение энергии фотона к ширине запрещенной зоны находится вблизи края полосы фундаментального поглощения (область Урбаха) (Рисунок 2), а также проводится обработка результатов измерений оптического нелинейного отклика в данных образцах – п.4.3.1 (Рисунок 3).

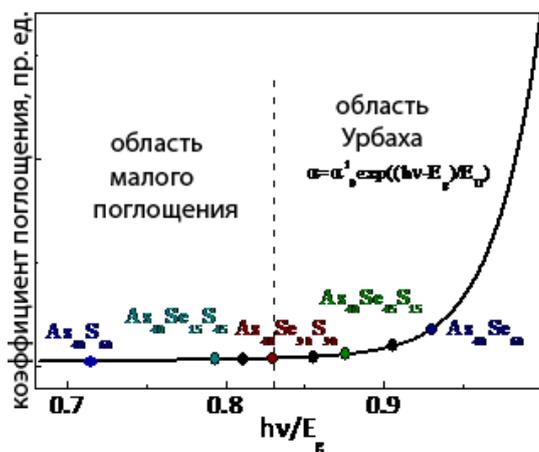


Рисунок 2. Положения отношения энергии фотона накачки к энергии запрещенной зоны на краю полосы фундаментального поглощения для стекол системы As-S-Se

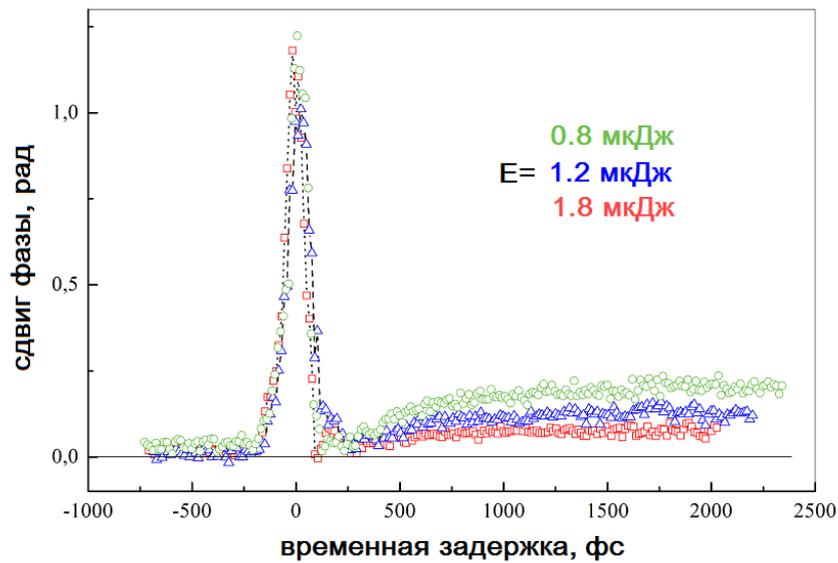


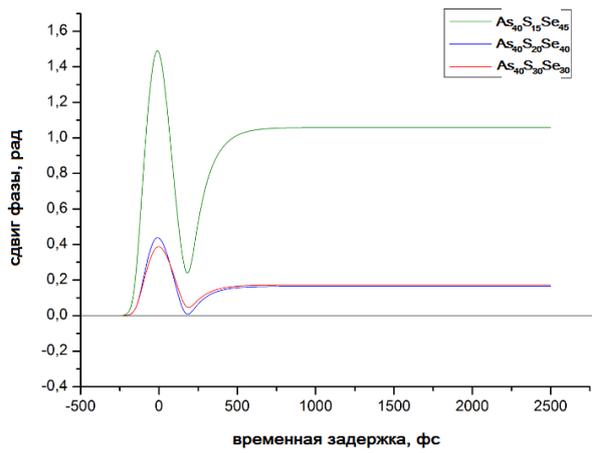
Рисунок 3. Усредненный по поперечной координате сдвиг фазы пробного импульса как функция временной задержки относительно импульса накачки для состава  $As_{40}Se_{45}S_{15}$  при различной энергии импульса накачки

**В п. 4.3.2** проводится компьютерное моделирование сдвига фазы пробного импульса, основанное на решении системы уравнений:

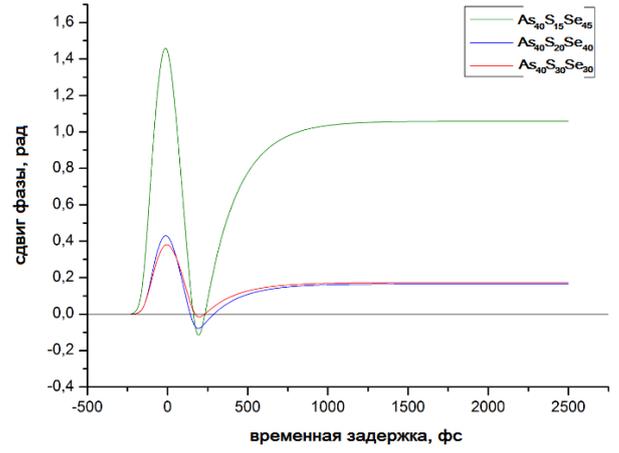
$$\frac{dn_e}{dt} = \sigma_2 I^2 / N_c + \sigma_x n_{tr} I - \frac{n_e}{\tau_r} \quad (1 \text{ а})$$

$$\frac{dn_{tr}}{dt} = \sigma_1 I / N_c - \sigma_x n_{tr} I + \frac{n_e}{\tau_r} \quad (1 \text{ б})$$

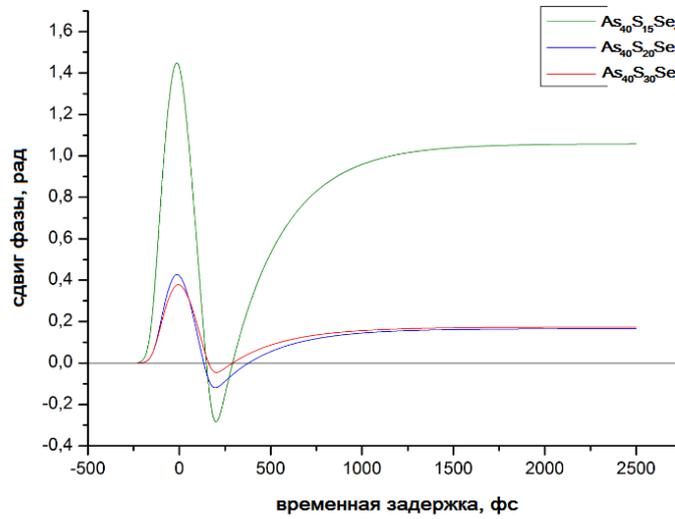
На графиках (Рисунок 4-6) приводятся временные зависимости для сдвига фазы пробного импульса, пропорционального плотности носителей заряда на передней поверхности образца. Вначале предполагалось, что пиковая интенсивность лазерного импульса была одинаковой при облучении всех трех составов: менялось только время рекомбинации (Рисунок 4) или только сечение экситонного поглощения (Рисунок 5)



а)

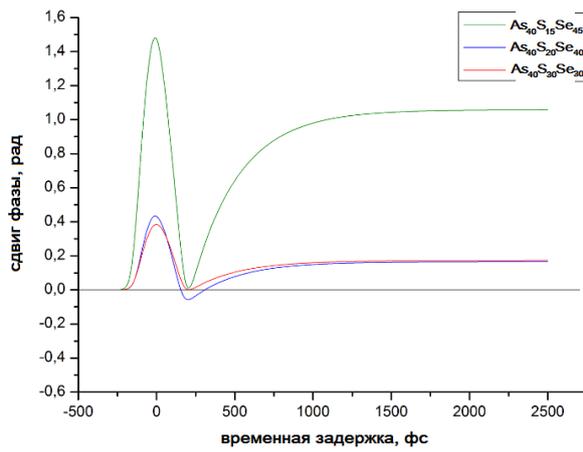


б)

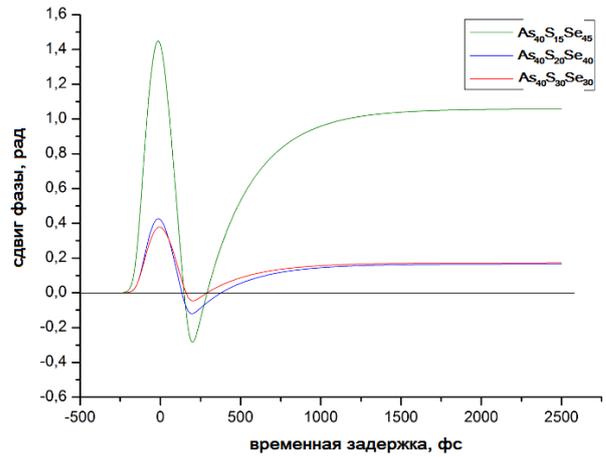


в)

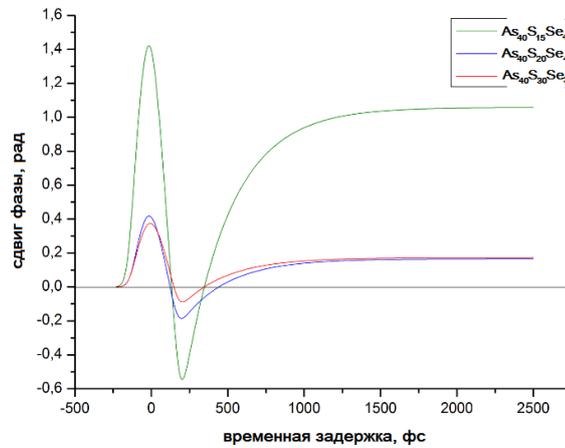
Рисунок 4 Временные зависимости сдвига фазы пробного импульса на передней поверхности образца.  $I = 300 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$ ,  $\sigma_x = 10^{-12} \frac{\text{см}^3}{\text{фс} \cdot \text{Вт}}$ , время рекомбинации: а)  $\tau_r = 100 \text{ фс}$ , б)  $\tau_r = 200 \text{ фс}$ , в)  $\tau_r = 300 \text{ фс}$



а)



б)

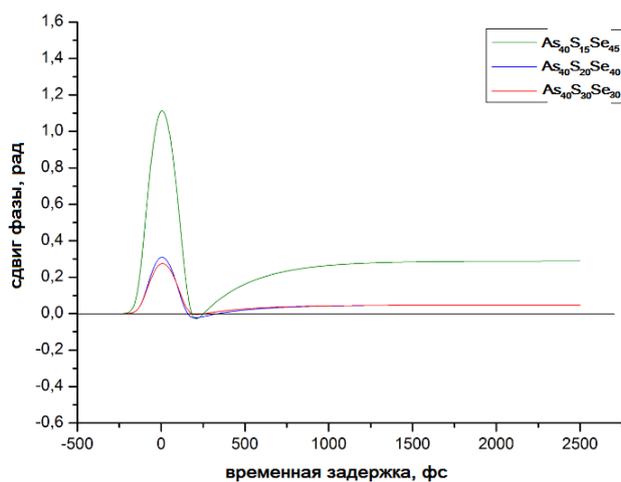


в)

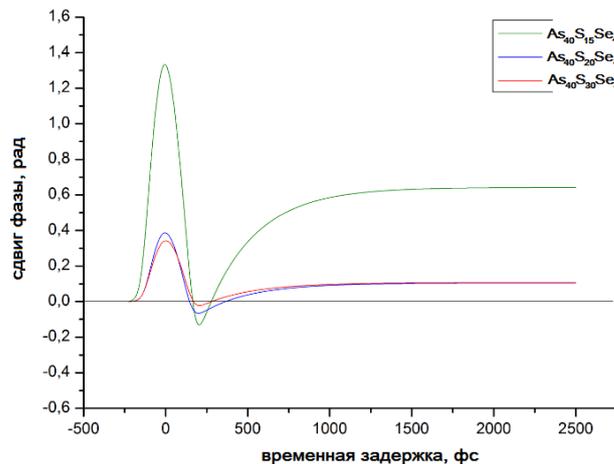
Рисунок 5 Временные зависимости сдвига фазы пробного импульса на передней поверхности образца.  $I = 300 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$ ,  $\tau_r = 300 \text{ фс}$ , сечение экситонного поглощения: а)  $\sigma_x = 10^{-13}$ , б)  $\sigma_x = 10^{-12}$ , в)  $\sigma_x = 10^{-11} \frac{\text{см}^3}{\text{фс} \cdot \text{Вт}}$

В случае варьирования времени рекомбинации  $\tau_r$ , высота керровского пика не изменялась; при увеличении сечения экситонного поглощения  $\sigma_x$  керровский пик немного уменьшается. С ростом значений обоих параметров минимум кривой становится более выраженным, что соответствует увеличению плотности свободных электронов  $n_e$ . Значение сдвига фазы пробного импульса в области, отвечающей за постоянные структурные изменения, остается постоянным вне зависимости от уменьшения или увеличения времени рекомбинации и сечения экситонного поглощения (Рисунок 4-5).

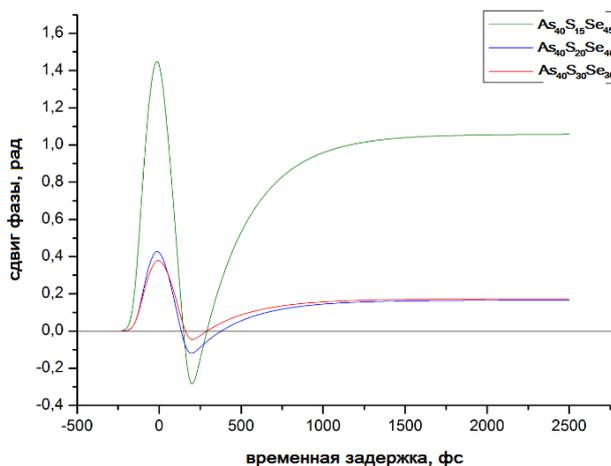
При увеличении пиковой интенсивности импульса накачки керровский пик возрастает; минимум кривой становится более выраженным. Согласно полученным результатам, большей интенсивности импульса соответствуют более выраженные структурные изменения в образце, а также большее изменение нелинейного показателя преломления (Рисунок 6).



а)



б)



в)

Рисунок 6 Временные зависимости сдвига фазы пробного импульса на передней поверхности образца.  $\tau_r = 300$  фс,  $\sigma_x = 10^{-12}$

$$\frac{\text{см}^3}{\text{фс} \cdot \text{Вт}}, \text{ пиковая интенсивность а) } I =$$

$$100 \cdot 10^9 \text{ б) } I = 200 \cdot 10^9, \text{ в) } I = 300 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$$

По итогам компьютерного моделирования было установлено, что при одинаковой интенсивности лазерного импульса наибольшим нелинейным откликом среди исследованных образцов обладает образец  $As_{30}Se_{45}S_{15}$ .

В п.4.3.3 сравниваются графики сдвига фазы пробного импульса, полученного по результатам компьютерного моделирования (Рисунок 7 а)), с экспериментальным графиком (Рисунок 7 б)). Приводится обоснование корректности выбранной теоретической модели кинетики носителей заряда.

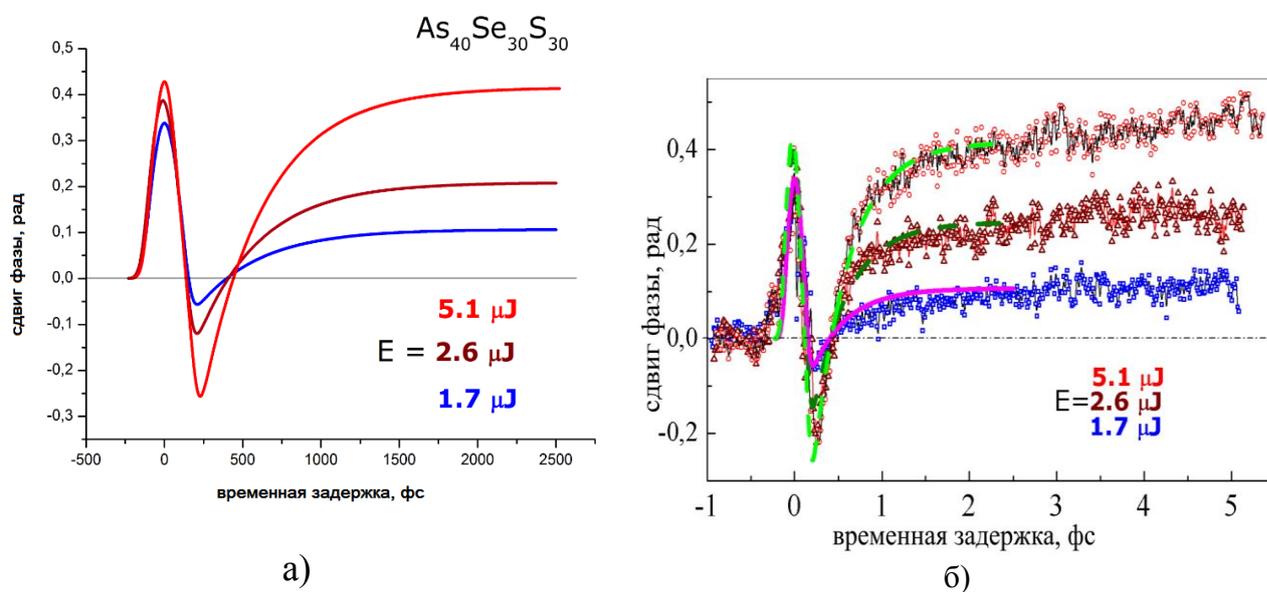


Рисунок 7. Сдвиг фазы пробного импульса, полученный по результатам моделирования (а); сдвиг фазы пробного импульса, полученный экспериментально методом «накачка-зондирование» (б)

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено исследование нелинейного оптического отклика с фемтосекундным временным разрешением в образцах халькогенидных стекол составов  $As_{40}Se_{30}S_{30}$ ,  $As_{40}Se_{40}S_{20}$ ,  $As_{40}Se_{45}S_{15}$  при падении на образец стекла плоской световой волны в виде фемтосекундного лазерного импульса. Согласие результатов компьютерного моделирования и данных эксперимента подтверждает правильность выбранной модели кинетики носителей заряда.

Сравнение результатов эксперимента с результатами компьютерного моделирования позволило выявить особенности кинетики фотоиндуцированных носителей заряда: было выяснено, что наибольшим нелинейным оптическим откликом обладает образец состава  $As_{40}Se_{45}S_{15}$ , что делает его наиболее перспек-

тивным для применения в нелинейной оптике среди предложенных образцов халькогенидных стекол.

Особенностью кинетики носителей заряда в халькогенидных стеклах является то, что плотность связанных состояний (экситонов) в запрещенной зоне растет со временем и достигает постоянного значения, величина которого зависит от энергии лазерного импульса.

Поскольку в полученных результатах не было обнаружено уменьшения плотности связанных состояний со временем, постоянный положительный сдвиг фазы означает, что в облученной области увеличился показатель преломления, причем, это изменение является постоянным. Это позволяет создавать в образце стекла оптические волноводы и более сложные структуры.

В компьютерной модели рассматривался случай падения на образец плоской волны, при котором наибольшие структурные изменения происходили вблизи передней поверхности образца, что соответствует условиям эксперимента, т.к. для фокусировки лазерного пучка использовалась длиннофокусная линза. При использовании остро сфокусированного пучка модификации можно делать в объеме образца.

Таким образом, использование данной компьютерной модели позволяет эффективно исследовать характер фотоиндуцированных процессов в образцах халькогенидных стекол и управлять процессами лазерной записи волноводов.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Сидоров Н.К., Введение в волновую нелинейную оптику. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1991.
2. Zakery A., Elliot S.R. Optical nonlinearities in chalcogenide glasses and their applications. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2007.
3. Толмачев И.Д., Стронский А.В. Применение халькогенидных стеклообразных полупроводников в сенсорах и сенсорных системах (обзор) // ОПТ. — 2009. — Вып. 44.
4. Guizard S., Mao S.S., Quere F., Mao X., Russo R.E., Petite G., Martin P. Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics // Applied Physics A. 2004. V. 79. P. 1695–1709.
5. Martin P., Guizard S., Daguzan Ph., Petite G., D'Oliveira P., Meynadier P., and Perdrix M.. Subpicosecond study of carrier trapping dynamics in wide-band-gap crystals // Phys. Rev. B 55, 5799 – Published 1 March 1997.