

# Измерение кубической нелинейно-оптической восприимчивости пленок и растворов новых металлоорганических полимеров

О.Л.Антипов\*, А.В.Афанасьев\*, Г.А.Домрачев\*\*, В.Дуглас\*\*\*, А.П.Зиновьев\*, Л.Г.Клапшина\*\*, В.В.Семенов\*\*, Ж.Ю.Фоминых\*\*

*Методом z-сканирования с помощью лазерных импульсов длительностью 40 пс на длине волны 1064 нм исследована кубическая нелинейно-оптическая восприимчивость растворов и пленок новых металлоорганических полимеров. С использованием тестирующих пучков с круговой и линейной поляризациями определен вклад электронной восприимчивости. Наибольшая электронная восприимчивость, составляющая  $-9.5 \cdot 10^{-11}$  и  $-1.7 \cdot 10^{-10}$  ед. СГСЭ, обнаружена в пленках поли[(арилен)(этинилен)силилен]а и бис(арен)хромсодержащего полиакрилонитрила соответственно.*

**Ключевые слова:** кубическая нелинейно-оптическая восприимчивость, пикосекундные лазерные импульсы, металлоорганические полимеры.

## 1. Введение

Развитие лазерной техники и ее приложений стимулирует поиск новых нелинейно-оптических материалов. В последние годы в этой связи большой интерес исследователей привлекают сопряженные органические полимеры [1, 2]. Недавние исследования таких материалов выявили большой коэффициент их электронной нелинейности. Большая оптическая нелинейность сопряженных полимеров некоторых видов обусловлена особенностями строения их молекул: наличием в структуре сильно сопряженных и поляризуемых  $\pi$ - и  $\sigma$ -электронных систем, возможностью внутримолекулярного переноса заряда и т. д. [2].

Вместе с тем оптическая нелинейность сопряженных электронных систем остается практически безынерционной, характерные времена ее установления составляют единицы фемтосекунд. Высокая малоинерционная электронная нелинейность полимеров наряду с технологичностью их производства и обработки, позволяющей получать пленки и волокна, делает такие материалы весьма перспективными для создания целого ряда устройств (таких, например, как быстрые оптические переключатели), способных найти применение в системах оптической связи, интегральной оптике, оптических компьютерах и т. д. [3].

Заметный интерес к исследованиям нелинейно-оптических свойств сопряженных полимеров объясняется также перспективностью их использования в качестве активной среды лазеров с оптической или электрической накачкой, длина волны генерации которых может простирается от ближнего ИК до УФ диапазона [4].

Несмотря на определенные успехи в исследованиях нелинейно-оптических свойств сопряженных полимеров,

число изученных к настоящему времени органических и металлоорганических материалов, обладающих большой нелинейностью, ничтожно мало по сравнению с тем, что может дать химический синтез. Настоящая работа посвящена исследованиям электронной нелинейности двух классов новых сопряженных органических полимеров, содержащих атомы кремния или ионы переходных металлов. Такие полимеры были синтезированы в Институте металлоорганической химии (Нижний Новгород) и Университете г. Монпелье (Франция). Проведенные ранее исследования растворов полимеров этих классов с помощью импульсов наносекундной длительности выявили материалы, обладающие наибольшей кубической восприимчивостью [5–7].

Цель настоящей работы – дальнейшее исследование нелинейно-оптической восприимчивости пленок и растворов этих соединений с помощью пикосекундных импульсов Nd:YAG-лазера (на длине волны 1064 нм). Такие исследования представляются необходимыми для подтверждения электронного механизма нелинейности полимерных пленок. Это связано с тем, что именно для коротких (пикосекундных) лазерных импульсов вклад иных нерезонансных механизмов (теплого, стрикционного или ориентационного) в общую кубическую нелинейную восприимчивость оказывается пренебрежимо малым по сравнению со вкладом электронного механизма из-за значительно больших по сравнению с длительностью импульса характерных времен их установления.

## 2. Исследуемые металлоорганические соединения

Были исследованы новые металлоорганические полимеры двух классов – полиариленэтинилены и полиакрилонитрилы, – у которых в предыдущих экспериментах с наносекундными импульсами [5–7] были обнаружены высокие нелинейные восприимчивости.

Кремнийсодержащий полимер поли[(арилен)(этинилен)силилен] (ПАЭС) был синтезирован в Университете г. Монпелье [6]. Пленки этого полимера толщиной 40 мкм (массовое содержание ПАЭС 5 %) изготавливались

\*Институт прикладной физики РАН, Россия, 603600 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: antipov@appl.sci-nnov.ru

\*\*Институт металлоорганической химии РАН, Россия, 603600 Нижний Новгород, ул. Тропинина, 49; e-mail: domrachev@imoc.sinn.ru

\*\*\*Université Montpellier II, Montpellier, France; e-mail: douglas@univ-montp2.fr

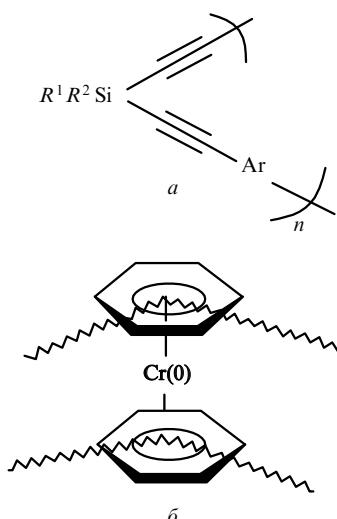


Рис.1. Структурное звено цепи молекулы поли[(арилен)(этинил)силилен]а (ПАЭС) (а) и молекула бис(арен)хромсодержащего полиакрилонитрила (ХПАН) (б).

путем осаждения из раствора фенилтриметоксисилана (75 %) и тетраэтоксисилана (20 %) в тетрагидрофуране (ТГФ). Некоторые образцы пленок этого полимера, использованные в эксперименте, были получены золь-гельным методом. Большая длина цепи электронного сопряжения молекулы ПАЭС дает основание рассчитывать на значительную нелинейную поляризуемость (рис.1,а).

Сопряженные полимеры другого исследуемого класса были представлены бис(арен)хромсодержащим полиакрилонитрилом (ХПАН), синтезированным в Институте металлоорганической химии [8]. Наличие в молекуле ХПАН иона переходного металла Cr и протяженные цепи электронного сопряжения ее боковых звеньев говорят о возможности сильного разделения заряда и о большой нелинейно-оптической поляризуемости (рис.1,б).

Для исследований использовались также пленки, которые изготавливались из растворов этих полимеров (массовое содержание  $\sim 50\%$ ) в ацетонитриле. Наряду с полимером ХПАН пленки содержали пластифицирующую добавку – малондинитрил; в качестве матрицы применялся полиэтилсанакрилат (ПЭЦА), приготавливаемый из раствора в ацетонитриле  $CH_3CN$ . Исследовалась также пленка, содержащая полимерный комплекс ХПАН с тетротрианоэтиленом (ТЦНЭ) с переносом заряда.

Полимеры ПАЭС и ХПАН исследовались как в пленках, так и в растворах. ПАЭС растворялся в хлороформе и толуоле, для ХПАН в качестве растворителя использовался ацетонитрил.

### 3. Схема экспериментальных исследований

Для экспериментальных исследований была создана пикосекундная лазерная установка, схема которой представлена на рис.2. Задающим генератором являлся импульсный Nd:YAG-лазер 1 с пассивной модуляцией добротности, работающий вблизи порога генерации на длине волны  $\lambda = 1064$  нм. В качестве пассивного модулятора добротности использовался полимерный затвор на основе полиметиновых красителей в полиуретановой матрице, нанесенный на одно из зеркал резонатора [9]. Лазер генерировал пучки импульсов (20–30 импульсов) с длительностью каждого импульса  $\tau \sim 40$  пс и периодом повто-

рения 18 нс. Энергия импульсов составляла  $\sim 10^{-6}$  Дж, поляризация излучения на выходе генератора была линейной.

Для нелинейно-оптических измерений использовался только один пикосекундный световой импульс из каждого пучка. Для его выделения применялась ячейка Погкельса 2, помещенная между двумя скрещенными поляризаторами (призмами Глана). Выделенный одиночный пикосекундный световой импульс направлялся в двухпроходный усилитель 3 на кристалле Nd:YAG с поляризационной развязкой, который увеличивал энергию импульса до 10–50 мкДж. Пройдя через схему усиления, импульс попадал на стеклянный клин, где часть его энергии (около 4%) ответвлялась на фотоприемник 4, контролирующий энергию тестирующего пучка.

Далее световой пучок фокусировался линзой с фокусным расстоянием 12 см в исследуемый полимер (пленку или тонкую кювету с раствором), расположенный на столике с микрометрической подачей, которая позволяла прецизионно менять положение образца вдоль фокальной перетяжки лазерного пучка. Интенсивность пучка, прошедшего нелинейный слой, измерялась около оси в дальней зоне (с помощью фотоприемника б), измерялась также полная мощность прошедшего пучка (с помощью широкоапертурного фотоприемника 5).

### 4. Методика эксперимента

Исследование проводилось методом так называемого  $z$ -сканирования [10]. Как известно, этот метод заключается в определении нелинейного показателя преломления  $n_2$  по зависимости интенсивности пучка, прошедшего тонкий нелинейный слой, от положения последнего относительно фокуса линзы (рис.2).

В основе описания метода  $z$ -сканирования лежит теория самофокусировки. В приближении малого нелинейного безынерционного изменения показателя преломления может быть получена следующая формула [10, 11]:

$$\Delta T \simeq 0.4\Phi_{NL} = 0.4kn_2I l,$$

где  $\Delta T$  – разность коэффициентов пропускания (отношений мощности пучка, прошедшего через малую диафрагму, на оси к полной мощности пучка после нелинейного слоя) в точках экстремума кривой  $z$ -сканирования;  $\Phi_{NL}$  – нелинейный набег фазы на оси пучка;  $n_2$  – нелинейный показатель преломления, обусловленный кубической нелинейностью кристалла;  $I$  – интенсивность светового пучка на его оси;  $k$  – волновое число;  $l$  – толщина нелинейного слоя. Зная интенсивность пучка на оси и измеряя  $\Delta T$ , можно определить нелинейный показатель преломления  $n_2$ .

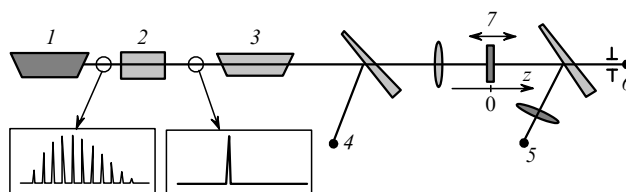


Рис.2. Схема эксперимента по измерению нелинейной оптической восприимчивости полимеров методом  $z$ -сканирования: 1 – задающий генератор; 2 – поляризационный затвор; 3 – усилитель; 4–6 – фотоприемники; 7 – исследуемый полимерный образец.

Теоретическая зависимость коэффициента пропускания  $T$  от положения нелинейного слоя относительно фокуса ( $z = 0$ ) определяется следующим выражением [10, 11]:

$$T = 1 - \frac{2(z/z_d)\Phi_{NL}(0)}{[1 + (z/z_d)^2]^2}, \quad (1)$$

где  $z$  – координата положения исследуемого образца вдоль оси фокальной перетяжки;  $z_d$  – дифракционная длина. Выражение (1) показывает, что зависимость  $T(z)$  имеет вид «дисперсионной кривой» с центром симметрии в точке фокуса (смотри ниже рис.3–5). В зависимости от знака нелинейности максимум и минимум кривой меняются местами: при фокусирующей нелинейности расположению образца между линзой и фокусом соответствует минимум кривой, а для дефокусирующей нелинейности в этом случае наблюдается максимум.

В наших экспериментах по  $z$ -сканированию фотоприемник  $b$  находился на расстоянии 50 см от исследуемого образца и перехватывал часть пучка диаметром 1 мм вблизи его оси. Полный диаметр пучка в сечении регистрации составлял  $\sim 10$  мм. Соотношение сечений перехватываемой части пучка и всего пучка обеспечивало стабильный прием сигнала, соответствующего приосевой мощности. Дополнительная регистрация полной мощности пучка, прошедшего через нелинейный слой (с помощью широкоапертурного фотоприемника 5), позволяла определить линейное и нелинейное поглощение в образце.

Для калибровки схемы  $z$ -сканирования и проверки работоспособности методики использовалась ячейка с хлороформом (толщина слоя 2 мм) с хорошо известным нелинейным показателем преломления ( $n_2 = 5 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>/Вт [2]), знак которого соответствует фокусирующей нелинейности. Нелинейность слоя хлороформа определяет его доминирующий вклад в полный нелинейный набег фазы волны, прошедшей ячейку, по сравнению с вкладом от стеклянных стенок (характерные нелинейные показатели преломления стекла составляют  $(4-14) \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт [12]). Наши измерения с помощью лазерного импульса с энергией 20 мкДж действительно выявили в хлороформе фокусирующую нелинейность. В пределах погрешности эксперимента (около 10 %) калибровочное значение  $n_2$  для хлороформа составило  $5 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>/Вт, что совпадает с известным из работы [2] значением.

Для определения применимости приближения малого нелинейного возмущения, в рамках которого выведена формула для  $z$ -сканирования (1), проводилась серия экспериментов с разными энергиями тестирующих импульсов (10–50 мкДж). Для определения типа нелинейности (электронная или ориентационная) линейная поляризация тестирующего пучка изменялась на круговую, для чего перед линзой помещалась пластинка  $\lambda/4$ , установленная под углом 45° к направлению исходной поляризации пучка.

## 5. Обсуждение результатов

Измерения зависимости пропускания образца в полную апертуру при энергии в одном импульсе  $\sim 10-20$  мкДж выявили поглощение полимерных пленок ПАЭС и ХПАН, составляющее около  $10-30$  см<sup>-1</sup>. По порядку величины это соответствует линейному поглощению полимера в отсутствие близкого по частоте резонансного пе-

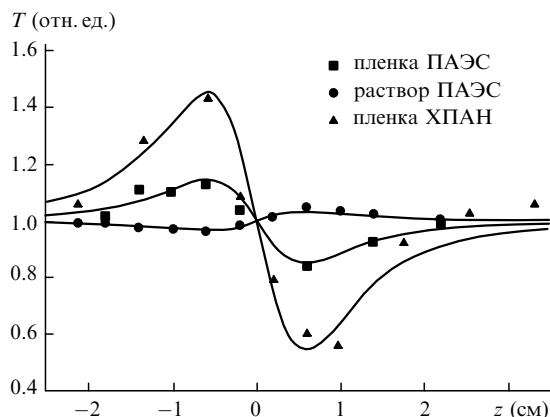


Рис.3. Экспериментальные данные (точки) для определения кубической оптической восприимчивости пленок полимеров ПАЭС и ХПАН и раствора ПАЭС в толуоле методом  $z$ -сканирования и теоретические кривые, соответствующие полученным  $\chi^{(3)}$ .

рехода. Данный факт подтверждается также измерениями спектра поглощения исследуемых полимеров, в которых зона поглощения начинается с длин волн 400–450 нм.

Измерения зависимости пропускания образца в полную апертуру от координаты положения образца вдоль фокальной перетяжки показали отсутствие заметного двухфотонного поглощения на рабочей длине волны (1064 нм) при используемых интенсивностях. Этот результат также коррелирует с измеренными спектрами поглощения исследуемых полимеров.

Измерения методом  $z$ -сканирования (регистрация мощности приемником  $b$  при разных положениях ячейки в области фокуса) позволили определить нелинейные показатели преломления исследуемых полимерных пленок. Полученные экспериментальные зависимости принимаемой мощности от координаты хорошо согласовывались с теоретическими кривыми, которые описывались формулой (1) с разными нелинейными показателями преломления  $n_2$  (рис.3). По результатам измерений для тестирующего пучка с линейной поляризацией была вычислена кубическая оптическая восприимчивость исследуе-

Табл.1. Результаты измерений нелинейного показателя преломления  $n_2$  и кубической оптической восприимчивости  $\text{Re } \chi^{(3)}$ ; поляризация тестирующей волны – линейная (кроме отмеченных случаев), энергия световых импульсов 40 мкДж (кроме отмеченного случая).

Полимер	$n_2$ (см <sup>2</sup> /Вт)	$\text{Re } \chi^{(3)}$ (ед. СГСЭ)
ПАЭС (пленка, 14.4 %)	$-1.9 \cdot 10^{-12}$	$-9.5 \cdot 10^{-11}$
ПАЭС (раствор в толуоле, 64 г/л)	$1.5 \cdot 10^{-14}$	$7.5 \cdot 10^{-13}$
ПАЭС* (раствор в толуоле, 64 г/л)	$8.3 \cdot 10^{-15}$	$4.2 \cdot 10^{-13}$
ХПАН + ТЦНЭ + ПЭСА + CH <sub>3</sub> CN (пленка, 1:10)	$-2.5 \cdot 10^{-12}$	$-1.2 \cdot 10^{-10}$
ХПАН + ТЦНЭ + ПЭСА + CH <sub>3</sub> CN (пленка, 1:3)	$-3.5 \cdot 10^{-12}$	$-1.7 \cdot 10^{-10}$
ХПАН + ТЦНЭ + ПЭСА + CH <sub>3</sub> CN* (пленка, 1:3)	$-2.2 \cdot 10^{-12}$	$-1.1 \cdot 10^{-10}$
ХПАН + ТЦНЭ + ПЭСА + CH <sub>3</sub> CN** (пленка, 1:3)	$-3.6 \cdot 10^{-12}$	$-1.8 \cdot 10^{-10}$
Хлороформ (CHCl <sub>3</sub> ) [2]	$5.0 \cdot 10^{-15}$	$2.5 \cdot 10^{-13}$
Оптические стекла [12]	$(4-14) \cdot 10^{-16}$	$(2-7) \cdot 10^{-14}$
Полимер PTS [10]	$5.0 \cdot 10^{-12}$	$2.5 \cdot 10^{-10}$

\*Тестирующая волна с круговой поляризацией.

\*\*Энергия в импульсе 10 мкДж.

мых полимеров (табл.1). Наибольшие  $\chi^{(3)}$ , составляющие  $-9.5 \cdot 10^{-11}$  и  $-1.7 \cdot 10^{-10}$  ед. СГСЭ, выявлены в пленках ПАЭС и ХПАН соответственно.

Длительность тестирующих лазерных импульсов в экспериментах равнялась 40 пс. С другой стороны, характерные времена термализации возбуждений полимерных соединений (электрон-колебательная релаксация в пленках) составляют  $\sim 30$  пс [13]. Это означает, что переход поглощенной энергии в тепло происходил только к концу импульса. Кроме того, время пробега звука в полимерной пленке толщиной 40 мкм еще больше – около 10 нс. Как известно, именно это время определяет момент «включения» сильной тепловой нелинейности, связанной с тепловым расширением среды при постоянном давлении [14]. Учитывая два перечисленных фактора, можно утверждать, что за время тестирующего лазерного импульса тепловая нелинейность не успевает проявиться.

Таким образом, измеренная нелинейная восприимчивость обусловлена «быстрыми механизмами» – электронным или ориентационным. Дополнительным аргументом в пользу этого вывода является хорошая корреляция результатов наших измерений с результатами исследований некоторых из использованных полимеров с помощью лазера на фосфатном стекле с неодимом с импульсами длительностью  $\sim 3$  пс [15].

Для большинства исследованных нами полимеров знак нелинейного показателя преломления соответствует дефокусирующей нелинейности. Это означает, что нелинейность исследованных полимерных пленок не может быть объяснена ориентационными эффектами, обеспечивающими самофокусировку гауссова пучка. Единственным механизмом, способным объяснить нелинейность исследованных образцов, является электронная нелинейность, соответствующая которой нелинейная восприимчивость может иметь как положительный, так и отрицательный знак [1, 2, 12].

Для подтверждения электронного механизма нелинейности наряду с экспериментом с линейной поляризацией волны проводился эксперимент с тестирующим пучком круговой поляризации. Идея этого эксперимента заключалась в том, чтобы разделить изотропную электронную нелинейную восприимчивость  $\chi^{(3)}$ , имеющую одинаковые недиагональные тензорные компоненты  $\chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{xyxx}^{(3)} = \chi_{xyyy}^{(3)}$ , и ориентационную нелинейную восприимчивость, недиагональные элементы тензора которой различны [16]. Именно это обеспечивает различие нелинейных показателей преломления  $n_2$  для волн с круговой ( $n_2^{\text{cir}}$ ) и линейной ( $n_2^{\text{lin}}$ ) поляризацией в таких средах. В среде с электронной нелинейностью это соотношение имеет вид  $n_2^{\text{lin-el}} = (3/2)n_2^{\text{cir-el}}$ , а в средах с ориентационной нелинейностью –  $n_2^{\text{lin-or}} = 4n_2^{\text{cir-or}}$  [16, 17].

Различие нелинейных показателей преломления в таких средах приводит к существенной разнице результатов  $z$ -сканирования для пучка с круговой и линейной поляризацией. Отношение  $\Delta T$  для  $z$ -сканирования пучком с круговой ( $\Delta T_{\text{cir}}$ ) и линейной ( $\Delta T_{\text{lin}}$ ) поляризацией, определяемое отношением нелинейных показателей преломления  $n_2$  для каждой поляризации, различается для сред с электронным и ориентационным механизмами нелинейности. Для сред с электронной нелинейностью  $\Delta T_{\text{lin}}^{\text{el}}/\Delta T_{\text{cir}}^{\text{el}} = n_2^{\text{lin-el}}/n_2^{\text{cir-el}} = 3/2$ , для сред с ориентационной нелинейностью  $\Delta T_{\text{lin}}^{\text{or}}/\Delta T_{\text{cir}}^{\text{or}} = n_2^{\text{lin-or}}/n_2^{\text{cir-or}} = 4$ . Определяя в эксперименте  $\Delta T$  для каждой поляризации тести-

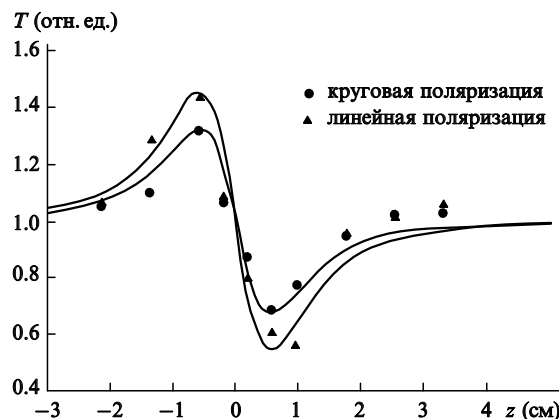


Рис.4. Экспериментальные результаты  $z$ -сканирования с круговой и линейной поляризацией тестирующего пучка для определения типа нелинейности в исследуемой пленке ХПАН.

рующего пучка и находя их отношение с весовыми коэффициентами, можно вычислить вклад электронного и ориентационного механизмов в общую нелинейную восприимчивость среды [5].

Сравнительные результаты  $z$ -сканирования пленки полимера ХПАН, приведенные на рис.4 и в табл.1, показывают, что отношение разностей  $\Delta T$  при линейной и круговой поляризации тестирующего пучка составляет примерно 3/2. Следовательно, в пленках проявлялся в основном электронный механизм нелинейности. Этот факт согласуется с физическими представлениями о малости коэффициента ориентационной нелинейности в пленках вследствие сильного взаимодействия их молекул (молекулярной упругости), препятствующей переориентации молекул полимера при воздействии электрического поля световой волны [12].

Для проверки применимости формулы  $z$ -сканирования, полученной в предположении малости нелинейных возмущений, проводились эксперименты с разной интенсивностью тестирующего пучка. Результаты этих измерений дают хорошее соответствие измеренного  $n_2$  при двух энергиях тестирующего импульса – 10 и 40 мкДж (рис.5).

Неожиданные результаты были получены при  $z$ -сканировании растворов полимеров. Так, измерения нелинейно-оптической восприимчивости для растворов полимеров ПАЭС и ХПАН в хлороформе и ацетонитриледали (в пределах погрешности эксперимента  $\sim 10\%$ ) те же коэффициенты  $n_2$  и их знак, что и для чистого растворителя. С другой стороны, нелинейность раствора

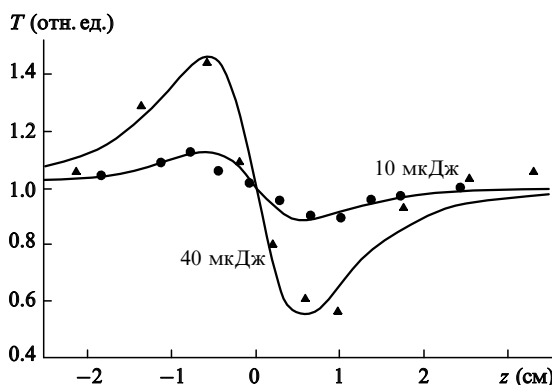


Рис.5. Экспериментальные результаты  $z$ -сканирования пленки ХПАН для энергии тестирующего импульса 10 и 40 мкДж.

полимера ПАЭС в толуоле заметно отличалась от нелинейности растворителя (см. рис.3). Более того, знак нелинейного показателя преломления  $n_2$  в растворе полимера ПАЭС в толуоле (соответствующий фокусирующей нелинейности) оказался противоположным знаку нелинейного показателя преломления этого же полимера в пленке (см. табл. 1).

Измерения нелинейного показателя преломления растворов полимеров методом  $z$ -сканирования пучком с различной поляризацией (линейной или круговой) показали, что ориентационный вклад в растворах также незначителен по сравнению с электронным (см. табл.1). По аналогии с пленками данный вывод следует из отношения  $\Delta T$  при применении тестирующего пучка с круговой и линейной поляризацией, которое составляло примерно 0.65. Тем самым доказывается, что доминирующим механизмом нелинейности в растворах для пикосекундных импульсов также является электронный. Следовательно, изменение нелинейного показателя преломления полимера в растворе с разными растворителями нельзя объяснить наличием ориентационных эффектов.

Существенную роль в растворах играет, по-видимому, воздействие молекул растворителя на молекулы полимера, способное изменить нелинейную поляризуемость последних. Этим можно объяснить то, что в различных растворах один и тот же полимер демонстрирует разные нелинейные показатели преломления, которые сильно отличаются (вплоть до смены знака) от нелинейных показателей преломления пленок.

## 6. Заключение

Исследования нелинейно-оптических свойств образцов растворов и пленок новых металлоорганических полимеров методом  $z$ -сканирования позволили определить их кубическую оптическую восприимчивость. Применение тестирующих пучков с линейной и круговой поляризацией выявило преобладание электронного механизма нелинейности. Измеренные коэффициенты кубической оптической восприимчивости  $9.5 \cdot 10^{-11}$  и  $-1.7 \cdot 10^{-10}$  ед. СГСЭ для полимеров ПАЭС и ХПАН значительно превосходят таковые для часто встречающихся в нелинейной оптике материалов (например, они в  $10^3$  раз больше, чем для стекол [10]).

Органические соединения рассмотренных нами классов практически не уступают по своим нелинейно-опти-

ческим свойствам соединениям с наибольшими константами нелинейности (например, для лучшего из известных нам полимеров, PTS,  $\chi^{(3)} = 2.5 \cdot 10^{-10}$  ед. СГСЭ на длине волны 1064 нм [10]). Важным достоинством исследованных полимеров является также малость линейного и двухфотонного поглощения на длинах волн ближнего ИК диапазона (вблизи 1 мкм), что позволяет надеяться на их использование в различных системах (в том числе в качестве нелинейно-оптических разветвителей и сумматоров в волоконно-оптических системах передачи информации).

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 99-03-32911 и № 00-15-96772), РФФИ – БФФИ (грант № 00-02-81206, 00-15-97439) и ИНТАС (грант № 97-1785).

1. Zyss J. *Molecular nonlinear optics: materials, physics and devices* (Boston, Acad. Press, 1993).
2. Nalwa H.S. *Adv.Mater.*, **5**, 341 (1993).
3. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optics* (San Diego, Acad. Press, 1995).
4. Hide F., Diaz-Garcia M.A., Heeger A.J. *Laser Focus World*, **33**, № 5, 151 (1997).
5. Antipov O.L., Afanas'ev A.V., Domrachev G.A., Douglas W.E., Guy D.M.H., Klapshina L.G., Kuzhelev A.S. *Proc.SPIE*, **3610**, 95 (1999).
6. Douglas W.E., Benfield R.E., Antipov O.L., Klapshina L.G., Kuzhelev A.S., Guy D.M.H., Jones R.G., Mustafa A., Domrachev G.A. *Phys.Chem.Chem.Phys.*, **2**, 3195 (2000).
7. Antipov O.L., Domrachev G.A., Douglas W.E., Guy D.M.H., Klapshina L.G., Koritin A.I., Kuzhelev A.S., Semenov V.V. *Appl. Organomet.Chem.*, **14**, 640 (2000).
8. Домрачев Г.А., Клапшина Л.Г., Семенов В.В., Курский Ю.А., Сорокин А.А., Спектор В.Н. *ДАН*, **358**, 782 (1998).
9. Безродный В.И., Ищенко А.А., Карабанова Л.В., Сломинский Ю.Л. *Квантовая электроника*, **22**, 849 (1995).
10. Van Stryland V.W., Sheik-Bahae M. In: *Characterization techniques and tabulations for organic nonlinear optical materials* (New York – Basel – Hong Kong, 1998, p. 655).
11. Сухоруков А.П. *Сопос.образ.жс.*, **5**, 85 (1996).
12. Shi R.F., Garito A.F. In: *Characterization techniques and tabulations for organic nonlinear optical materials* (New York – Basel – Hong Kong, 1998, p. 1).
13. Frisoli J.K., Hefetz Y., Deutsch T.F. *Appl.Phys.B*, **52**, 168 (1991).
14. Smith D. *Proc.IEEE*, **65**, 76 (1977).
15. Antipov O.L., Bushuk B.A., Domrachev G.A., Douglas W.E., Klapshina L.G., Kuzhelev A.S., Rubinov A.N., Zinov'ev A.P. *Techn. Digest CLEO/EUROPE 2000* (Piscataway N.J., IEEE Service Center, 2000, CWF 11, p. 193).
16. Келих С. *Молекулярная нелинейная оптика* (М., Наука, 1981).
17. Власов С.Н., Таланов В.И. *Самофокусировка волн* (Н.Новгород, изд-е ИПФ РАН, 1997).