

§ 5.5. ИМПУЛЬСНЫЙ ОПТОАКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИЯХ

Фотографические эмульсии представляют собой важный и интересный объект исследования. В частности, нельзя сказать, что механизм образования скрытого изображения до конца понят. Ранее^[116] на основе анализа экспериментальных фактов, предпринятого для преодоления противоречий между накопившимися экспериментальными данными и фотолитической теорией образования центров скрытого изображения (ЦСИ) Герни-Мэтта сформулирована концепция образования ЦСИ за счет конденсации кластеров негалогенного серебра. Проверка этой концепции требует исследования как оптических характеристик фотоэмульсий, так и их изменения под действием облучения. Этому и посвящен настоящий параграф

С оптической точки зрения фотографические эмульсии представляют из себя гетерогенную среду, состоящую из микрокристалликов AgBr или AgCl в желатине. Поэтому исследование их оптических свойств традиционными методами весьма затруднительно^[117,118], поскольку их оптические характеристики под действием света в процессе измерения будут изменяться. Эти трудности, однако, могут быть преодолены при использовании импульсного оптоакустического эффекта^[8], позволяющего определять поглощение света в рассеивающих образцах микронной толщины за времена порядка наносекунд^[99,100,104].

Кристаллы AgBr и AgCl являются полупроводниками с шириной запрещенной зоны, соответствующей квантам ультрафиолетового диапазона (соответственно 2.684 и 3.245 эВ^[119]).

Поэтому в них возможно два механизма лазерного возбуждения звука - тепловой и концентрационно-деформационный^[8]. Поскольку при увеличении концентрации электрон-дырочных пар происходит сжатие решетки галогенидов серебра^[120], то эти два механизма будут конкурировать друг с другом. Проявление того или другого механизма будет, в первую очередь, определяться соотношением времени жизни фотовозбужденных носителей и длительности лазерного импульса (см., например, ^[8]). При малых временах жизни электрон-дырочных пар основную роль будет играть тепловой механизм генерации звука. В этом случае возможно прямое измерение коэффициента поглощения и рассеяния света фотоэмульсиями. Кроме того, при облучении фотоэмульсий излучением видимого и ИК-диапазона трудно ожидать заметного изменения концентрации электрон-дырочных пар в полупроводниках AgBr и AgCl.

Решение задачи об импульсном лазерном возбуждении звука в неоднородных средах разбивается на три этапа:

- расчет плотности тепловыделения в рассеивающей среде;
- расчет теплового поля в микронеоднородной среде, создаваемого найденными на первом этапе источниками тепла;
- нахождение акустического поля в микронеоднородной среде, излучаемого рассчитанными выше тепловыми полями.

Каждая из этих задач не имеет в общем случае аналитического решения. Поэтому анализ термооптического возбуждения звука в рассеивающей среде возможен только при дополнительных упрощающих предположениях. Например, низкочастотное приближение подробно проанализировано в ^[122].

Поскольку толщина объектов нашего исследования - фотографических эмульсий (она лежит в диапазоне от единиц до

десятков микрон) - как правило много меньше диаметра лазерного пучка, используемого для возбуждения звука, то можно использовать одномерное приближение в задаче лазерной оптоакустики. При этом форма акустического сигнала, возбуждаемого лазерным импульсом, может быть представлена в виде свертки временной зависимости интенсивности поглощенного лазерного излучения $I(t)$ и пространственного распределения источников тепла [8].

Фотографические эмульсии характеризуются сильным рассеянием света и малым его пропусканием даже при толщинах слоев в десятки микрометров. Поэтому будет обоснованным в анализе использовать приближение полубесконечной среды (занимающей полупространство $z > 0$) и граничащей с однородной прозрачной средой. Лазерное излучение с интенсивностью $I_0 f(t)$ падает из прозрачной среды нормально на границу поглощающей среды. Это приближение существенно упрощает решение оптической (первой) и акустической (третьей) задачи.

В общем случае граница эмульсия - прозрачная подложка является импедансной (например, если прозрачная среда - целлулоид). Однако форма акустического сигнала при импедансной границе может быть сравнительно просто найдена, если известна форма акустического импульса, возбуждаемого в аналогичных условиях при жесткой границе [8]. Поэтому при решении акустической задачи ограничимся случаем жесткой границы поглощающей свет среды:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (5.25)$$

где φ - потенциал колебательной скорости $v = \nabla \varphi$.

Поскольку среда сильно рассеивает свет, то размер

неоднородностей a имеет порядок длины волны света $\lambda_{opt} : a \sim \lambda_{opt}$. С другой стороны, в широком диапазоне ультразвуковых частот вплоть до сотен мегагерц можно считать $\lambda_{opt} \ll \lambda_{th} \ll \lambda_{ac}$ (λ_{th} и λ_{ac} длины тепловой и акустической волн). Поэтому исследуемую среду можно считать акустически и термически однородной и описывать ее некоторыми "эффективными" параметрами - плотностью ρ_0 , скоростью звука c_0 , теплоемкостью c_p , коэффициентом теплового расширения β^* , температуропроводностью χ . Это приближение заведомо справедливо в диапазоне частот $\omega \ll \chi / a^2$.

В силу того, что коэффициент рассеяния света μ_s велик (практически $\mu_s > 10^3 \text{ см}^{-1}$) и глубина проникновения света мала по сравнению с диаметром пучка, то падающий пучок можно считать коллимированным. По этой же причине возбуждаемые акустические сигналы имеют малую длительность (сравнимую с длительностью лазерного импульса) и можно ограничиться одномерной акустической и тепловой задачами:

$$\varphi = \varphi(z, t) . \quad (5.26)$$

Наконец, будем считать процесс рассеяния света в среде квазистационарным, что существенно упростит анализ. Это допустимо, если время жизни фотона в среде $(\mu_a c)^{-1}$ (μ_a - коэффициент поглощения, c - скорость света) много меньше длительности лазерного импульса: $\mu_a c \tau_L \gg 1$. Это условие для лазеров с модуляцией добротности ($\tau_L \sim 10 \text{ нс}$) выполняется при $\mu_a \gg 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Практически при меньших поглощениях короткие акустические импульсы не детектируются.

Задача для спектральной компоненты потенциала колебательной

скорости

$$\tilde{\varphi}(\omega, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t, z) \exp(i\omega t) dt \quad (5.27)$$

сводится к неоднородному уравнению Гельмгольца

$$\frac{d^2 \tilde{\varphi}}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c_0^2} \tilde{\varphi} = -i\omega \beta^* \tilde{T}, \quad z > 0 \quad (5.28)$$

с граничным условием (5.25). Здесь \tilde{T} – спектральная плотность поля температуры. В общем случае в правую часть (5.28) должны также входить источники акустических возмущений, обусловленные концентрационно-деформационным механизмом возбуждения звука в полупроводниках. Однако их наличие не принципиально меняет решение акустической задачи (см., например,^[8]), а в условиях наших экспериментов (энергия кванта меньше ширины запрещенной зоны AgBr и AgCl) эти слагаемые не должны играть заметной роли.

Возбуждаемая акустическая волна в задаче (5.28), (5.25) записывается в виде:

$$\tilde{\varphi}(\omega, z) = -\frac{c_0 \beta^*}{2} \int_0^{\infty} \tilde{T}(\omega, \xi) \left\{ \exp\left(i\frac{\omega}{c_0} \xi\right) + \exp\left(-i\frac{\omega}{c_0} \xi\right) \right\} \exp\left(i\frac{\omega}{c_0} z\right) d\xi. \quad (5.29)$$

Поэтому необходимо найти спектральную компоненту поля температуры. Если частота ω такова, что выполняется соотношение $\chi/l^2 \ll \omega \ll \chi/a^2$ (l – глубина проникновения света в среду), то диффузией тепла в процессе возбуждения звука можно пренебречь и тогда

$$-i\omega \tilde{T} = \frac{1}{\rho_0 c_p} \left(\frac{\partial Q}{\partial t} \right)^{\sim}, \quad (5.30)$$

где $\frac{\partial Q}{\partial t}$ плотность мощности источников тепла, связанных с поглощением света в среде. Эта плотность определяется распределением интенсивности света в среде $I(z, t)$:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \mu_a I. \quad (5.31)$$

Интенсивность света в среде складывается из затухающего с показателем μ_t первичного пучка фотонов, еще не претерпевших рассеяния (для коллимированного пучка $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ [121]), и диффузного поля рассеянного света P_d :

$$I(z) = \int_{-1}^1 P_d(z, \cos \theta) d(\cos \theta) + I_0 \exp(-\mu_t z). \quad (5.32)$$

Здесь θ – угол между осью z и направлением распространения рассеянной компоненты. Уравнение для компоненты поля P_d может быть записано в виде [121-124]:

$$\cos \theta \frac{\partial}{\partial z} P_d = -\mu_t P_d + \quad (5.33)$$

$$+ \mu_s \int_{-1}^1 S(\cos \theta, \cos \theta') P_d(z, \cos \theta') d(\cos \theta') + \mu_s P_0 \exp(-\mu_t z) S(\cos \theta, 1).$$

Здесь $S(\cos \theta, \cos \theta')$ – индикатриса рассеяния света в среде.

Решение уравнения переноса (5.33) при различных индикатрисах рассеяния и условиях отражения света на границах среды подробно исследовано в задачах распространения света в рассеивающих средах [121, 123, 124]. В нашем случае для нахождения спектра оптоакустического сигнала достаточно знать лишь пространственные гармоники распределения интенсивности света:

$$\hat{I}(\omega, k) = \int_0^{\infty} \tilde{I}(\omega, z) \exp(ikz) dz, \quad (5.34)$$

поскольку из (5.29)-(5.31) для спектральной компоненты потенциала скорости можно получить:

$$i \omega \tilde{\varphi}(\omega, z) = \frac{c_0 \beta^*}{2 \rho_0 c_p} \mu_a \exp\left(i \frac{\omega}{c_0} z\right) \left\{ \hat{I}\left(\omega, \frac{\omega}{c_0}\right) + \hat{I}\left(\omega, -\frac{\omega}{c_0}\right) \right\}. \quad (5.35)$$

Следуя выкладкам работы^[122] (использовалась формула (15)), в приближении изотропного рассеяния ($S=1/2$) и приближении Кубелки-Мунка^[121-124], можно найти:

$$\hat{I}(\omega, k) = -\frac{I_0 \tilde{f}(\omega)}{k^2 + 4 \mu_a \mu_t} \left\{ 2R \left(2 \mu_t - i k \frac{1+r_0}{1-r_0} \right) - \frac{k^2 + 4 \mu_t^2}{\mu_t - i k} \right\}. \quad (5.36)$$

Здесь R – коэффициент отражения света от рассеивающей среды, а r_0 – коэффициент внутреннего отражения света от границы со стороны рассеивающей среды

Комбинируя выражения (5.36) и (5.35), нетрудно получить следующее выражение для временной зависимости давления в бегущей акустической волне, излучаемой в эмульсию

$$p\left(\tau = t - \frac{z}{c_0}\right) = \frac{c_0^2 \beta^*}{2 c_p} I_0 \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau - \theta) \frac{\mu_a \mu_t}{\mu_t - 4 \mu_a} \left\{ 3 \left[(4R - 1) \frac{\mu_a}{\mu_t} - 1 \right] \times \right. \\ \left. \times \exp(-c_0 \mu_t |\theta|) + \frac{4(1-R) \mu_t + (4R-1) \mu_a}{2 \sqrt{\mu_a \mu_t}} \exp(-2 c_0 \sqrt{\mu_a \mu_t} |\theta|) \right\} d\theta. \quad (5.37)$$

Как видно, в окончательное выражение в явном виде не входит коэффициент внутреннего отражения света r_0 . Значение коэффициента отражения света от рассеивающей среды R зависит от показателя преломления среды, а также от соотношения μ_a и μ_s и табулировано^[121,123,124].

Для многих рассеивающих сред (в частности, для фотоэмульсий и биологических тканей в видимом диапазоне) характерна малость коэффициента поглощения света по сравнению с коэффициентом

рассеяния: $\mu_s \gg \mu_a$. В этом случае^[122] $1 - R \cong \left(3 + \frac{2r_0}{1 - r_0}\right) \sqrt{\mu_a / \mu_s}$.

Подставляя полученные выражения в (5.37), найдем

$$p(\tau) \cong \frac{c_0^2 \beta^*}{2 c_p} I_0 \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau - \theta) \mu_a \times$$

$$\times \left\{ -3 \exp(-c_0 \mu_s |\theta|) + 2 \left(3 + \frac{2r_0}{1 - r_0}\right) \exp(-2c_0 \sqrt{\mu_a \mu_s} |\theta|) \right\} d\theta. \quad (5.38)$$

Формула (5.38) будет основной в дальнейшем анализе.

В (5.38) каждое из слагаемых имеет простой физический смысл. Первое слагаемое (экспонента с показателем $c_0 \mu_s$) описывает возбуждение звука при поглощении первичного светового пучка. Второе слагаемое описывает генерацию звука диффузным световым полем. В нашем приближении эта составляющая является основной, поскольку коэффициент экстинкции света $\mu_{eff} = 2\sqrt{\mu_a \mu_s} \ll \mu_s$ и диффузная компонента проникает в среду гораздо глубже первичного пучка. Кроме того, модель диффузии фотонов (5.33) не применима на расстояниях $z \leq \mu_s^{-1}$. Как показывает численное моделирование^[125], относительная амплитуда звукового давления, возбуждаемого первичным пучком, меньше, чем рассчитано по диффузной теории (5.38). Поэтому форма оптоакустического сигнала в гетерогенной среде будет определяться диффузионной компонентой светового поля.

Передачная функция термооптического возбуждения звука^[8] в рассеивающей среде в соответствии с этим имеет вид

$$K(\omega) = \frac{1}{1 + \left(\omega / \mu_{eff} c_0\right)^2}, \quad (5.39)$$

аналогичный ее виду для однородно-поглощающей свет среды с

показателем затухания μ_{eff} . Амплитуда оптоакустического импульса будет определяться не коэффициентом экстинкции, а коэффициентом поглощения света.

Полученные результаты позволяют предложить следующий импульсный оптоакустический метод измерения коэффициентов поглощения и рассеяния света в неоднородной среде. Сначала по форме оптоакустического сигнала (передаточной функции термооптического возбуждения звука) определяется коэффициент экстинкции света $\mu_{eff} = 2\sqrt{\mu_a \mu_s}$ (в нашем приближении: $\mu_s \gg \mu_a$). По известной форме лазерного импульса, измеренному коэффициенту экстинкции и измеренной амплитуде акустического сигнала определяется величина коэффициента поглощения света μ_a . Если $\mu_s \gg \mu_a$, то данная процедура корректна. Использование указанного метода для измерения оптических характеристик фотоэмульсий описано ниже.

Установка для исследования импульсного оптоакустического эффекта в фотоэмульсиях была собрана по схеме с прямой регистрацией акустического сигнала (см. рис.5.17).

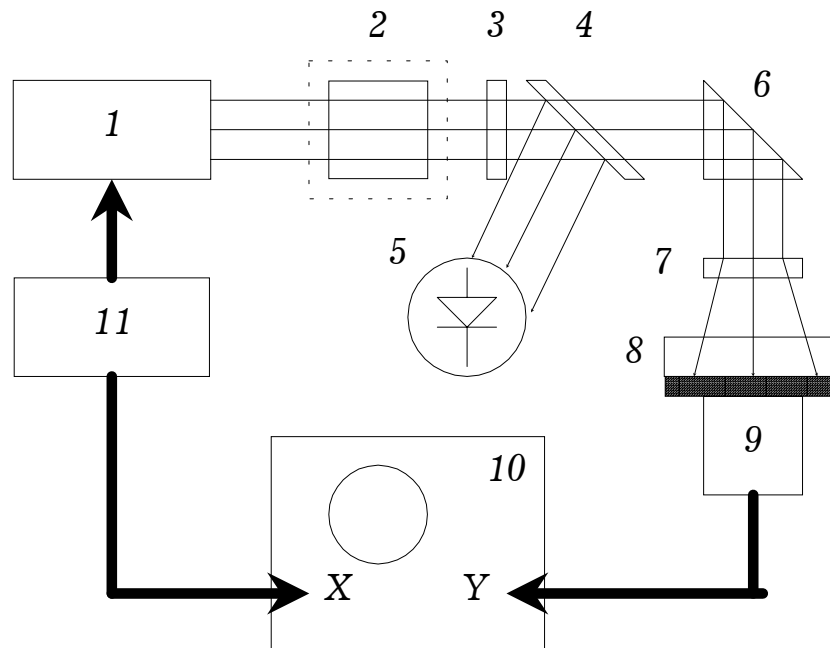


Рис.5.17. Схема экспериментальной установки. 1 - Nd:YAG лазер с модуляцией добротности, 2 - удвоитель частоты, 3 - фильтр, 4 - делительная пластина, 5 - фотокатод типа ФК-2, 6 - призма, 7 - светорассеиватель, 8 - фотоэмульсия, 9 - широкополосный акустический пьезоприемник типа ЦАПР-13, 10 - цифровой осциллограф типа С9-6, 11- многоканальный генератор импульсов с регулируемыи задержками.

Импульс Nd:YAG лазера с модуляцией добротности 1 направлялся на удвоитель частоты 2, на выходе которого фильтром 3 задерживалось излучение основной гармоники. При исследованиях поглощения света на длине волны $\lambda=1.06$ мкм элементы 2 и 3 отсутствовали. Часть энергии излучения делительной пластиной 4 отводилась на фотокатод 5 типа ФК-2 для контроля энергии и формы лазерных импульсов. Основная часть излучения призмой 6 через светорассеиватель 7 направлялась на фотоэмульсию 8, находившуюся в акустическом контакте с лицевой поверхностью широкополосного акустического пьезоприемника 9 типа ЦАПР-13^[126]. Эмульсия была нанесена на

стеклянную подложку, облучение эмульсии производилось через эту подложку, обеспечивавшую жесткую границу фотоэмульсии ($N < 0.12$). Электрический сигнал регистрировался цифровым осциллографом 10 типа С9-6; синхронизация работы схемы осуществлялась многоканальным генератором импульсов 11 с регулируемыми задержками.

Описанная установка позволяла возбуждать и регистрировать одиночные акустические импульсы в спектральном диапазоне 1-100 МГц (длительность импульсов $7 \text{ нс} \div 0.9 \text{ мкс}$). Время нарастания переходной характеристики системы, включающей акустический тракт, пьезоэлектрический и аналого-цифровой преобразователи сигнала, не превышало 3.5 нс. Сигнал переводился в цифровую форму со временем дискретизации 1-2 нс на точку. Высокая чувствительность и малое выходное сопротивление (50 Ом) пьезопреобразователя позволяли производить измерения акустических импульсов с амплитудой от 10^3 Па.

Вся установка и особенно фотоэмульсии были тщательно экранированы от воздействия паразитных засветок - света лампы-накачки лазера, лампочек и индикаторов приборов. Измерения производились в затемненном помещении.

В данной работе использовалась Ag(I, Br) - эмульсия с плоскими микрокристаллами, синтез которой аналогичен известному многостадийному методу Матернагхема^[127]. На первой стадии методом контролируемой двухструйной кристаллизации в избытке ионов иодида и в присутствии растворителя галогенида серебра получали субстратные монодисперсные микрокристаллы иодида серебра гексагональной β -модификации, имеющие средний размер 0.12 мкм. На

втором этапе проводили сокристаллизацию полученных зародышевых микрокристаллов β -иодида серебра и бромида в условиях образования октаэдрической огранки бромида при $r_{Ag}=9,5$. Частичная концентрация субстратных микрокристаллов выбрана таким образом, чтобы обеспечить необходимый галогенидный состав (4,5 мол.% иодида) и соответствующие дисперсионные характеристики плоских микрокристаллов (средний линейный размер, толщину, гранулометрическую однородность). На заключительной стадии поддерживали условия (избыток ионов бромида), необходимые для растворения субстратных микрокристаллов и включения иодида серебра в кристаллическую решетку растущих плоских микрокристаллов. По истечении времени остальдовского созревания осаждали твердую фазу, удаляли водорастворимые соли и диспергировали осадок в водно-желатиновом растворе. Готовую эмульсию подвергали сернистой сенсibilизации до различного уровня светочувствительности: 0.85, 50 и 170 единиц ГОСТ'a спектральным сенсibilизатором (2-(2-амино-3-(3-(3-сульфонатопропил)-2,3-дигидробензотиазол-2-илиден) проп-1-енил)-3-(3-сульфонатопропил) бензотиазолий, аммониевая соль).

Эмульсии наносили на стеклянную подложку толщиной 2 мм с поверхностной концентрацией 4 г/м^2 в расчете на металлическое серебро. Микроструктура фотоэмульсии, полученная в растворе в электронном микроскопе при увеличении 10^4 , приведена на рис.5.18. В ней наглядно видны микрокристаллы бромида серебра; их объемная концентрация не слишком велика. Средний размер кристаллов AgBr имеет порядок $2R \sim 1$ мкм, а расстояние между ними $d \approx 2 \div 3$ мкм.

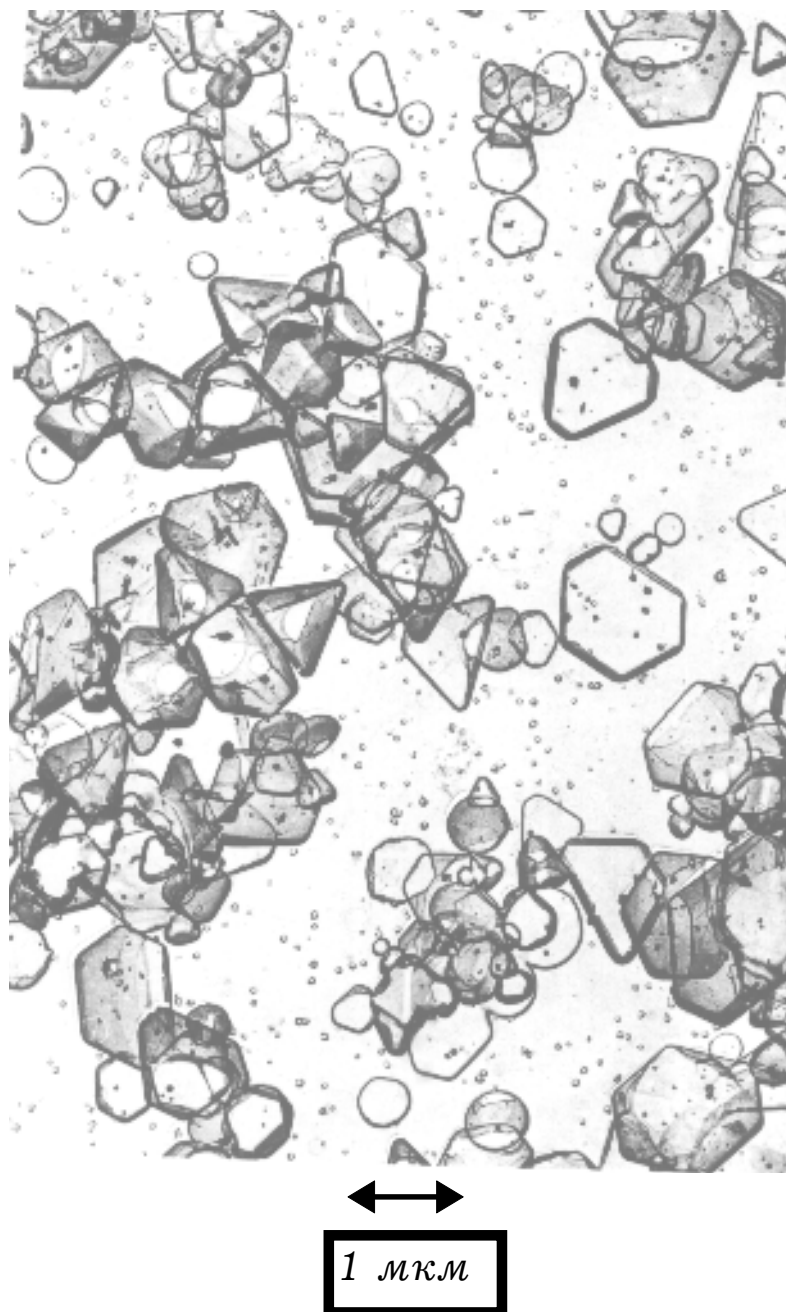


Рис.5.18. Микроструктура фотоэмульсии в растровом электронном микроскопе.

Время релаксации теплового поля в кристаллах AgBr имело порядок $\chi/R^2 \approx 10^{-7}$ с и поэтому диффузией тепла в пределах длительности лазерного импульса ($\tau_L \leq 10$ нс) можно пренебречь. Время релаксации теплового поля в желатине еще на 2 порядка больше и этот процесс можно не рассматривать. Поэтому в наших

экспериментах диффузией тепла можно пренебречь и приближение (5.30) теоретического анализа применимо.

Энергия излучения основной гармоники варьировалась в пределах $20 \div 30$ мДж, а второй гармоники - $0.7 \div 2$ мДж. Диаметр пятна излучения на эмульсии составлял (4.0 ± 0.3) мм по уровню $1/e$, что превышало диаметр чувствительной площадки пьезоприемника (3 мм). В таких условиях возбуждаемые акустические волны были близки к плоским и влияние дифракции было незначительно. Соотношение акустических импедансов эмульсии и прозрачной среды (стеклянной подложки) составляло ~ 0.1 и акустическую границу поглощающей среды с достаточной степенью точности можно было считать жесткой.

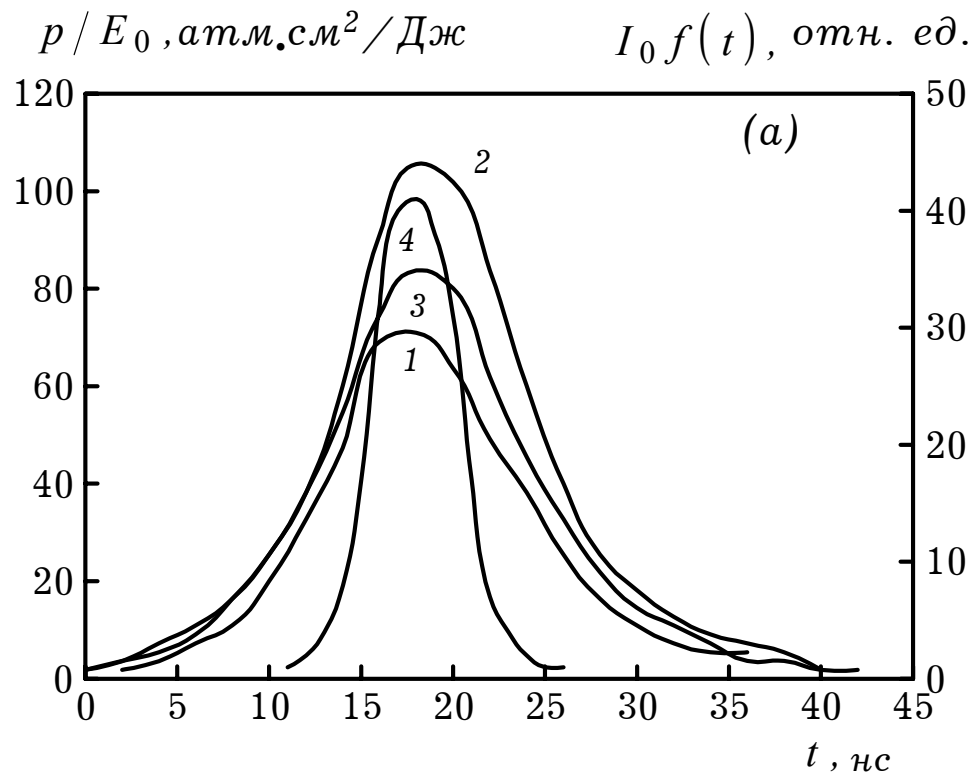
Эффективность термооптического возбуждения звука в кристаллах AgBr достаточно велика: $\beta^* c_0^2 / c_p \approx 2.2$ и близка к эффективности термооптического возбуждения звука в органических средах. Поэтому фотоэмульсию можно было считать квазиоднородной средой с точки зрения эффективности возбуждения звука. А так как $c_0 \tau_L \gg (R, d)$, то фотоэмульсию также можно было считать акустически однородной.

Толщина фотоэмульсий изменялась в пределах 20-40 мкм и их светопропускание не превышало 8-10% (как на основной частоте, так и на второй гармонике). Поэтому приближение полубесконечной среды, использованное при выводе формул (5.37), (5.38) также можно считать выполненными с достаточной степенью точности. Соответственно при анализе экспериментальных результатов будет использоваться модель (5.38).

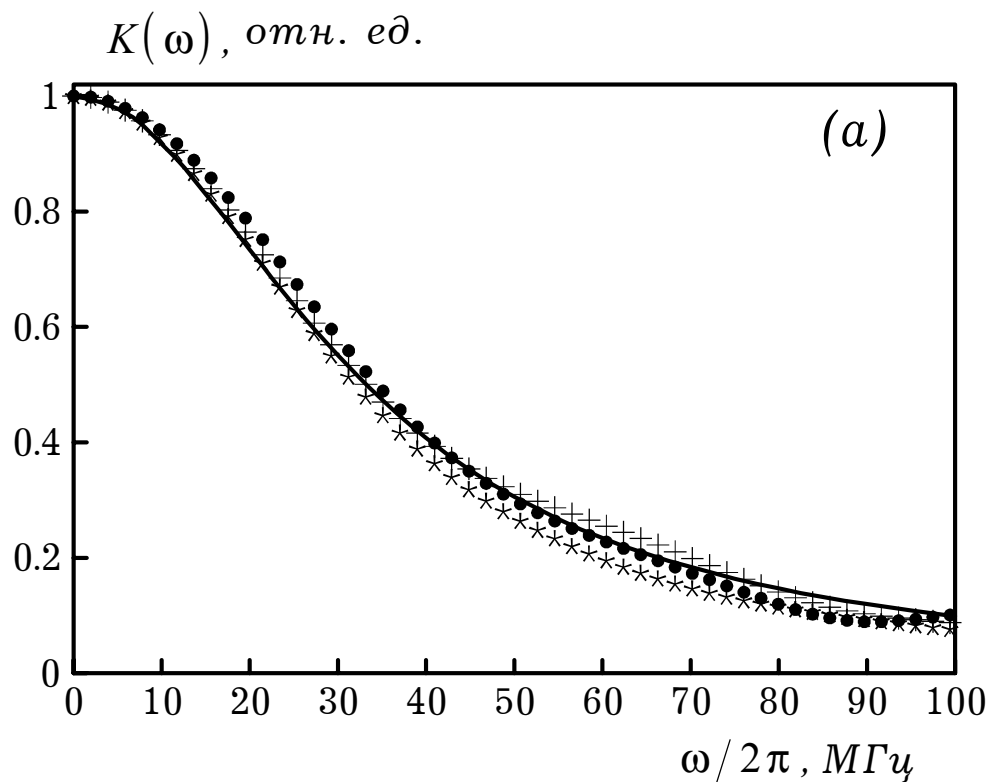
Исследовался оптоакустический сигнал, возбуждаемый в фотоэмульсиях одиночным импульсом излучения основной частоты и

второй гармоники Nd:YAG лазера; исследовались как не экспонированные, так и засвеченные эмульсии. Экспонирование осуществлялось либо одиночным импульсом второй гармоники ($\lambda=0.53$ мкм), либо дневным светом. Во всех случаях контрольные не экспонированные образцы при проявлении в стандартном проявителе при 20° С в течение 3 минут не давали заметного почернения ($D < 0.02$).

Форма оптоакустических сигналов, возбуждаемых в неэкспонированных эмульсиях излучением второй гармоники, приведена на рис.5.19а. Акустические импульсы имели симметричный вид (кривые 1-3) и длительность, несколько превышавшую длительность лазерного импульса (кривая 4). Амплитуды сигналов для всех трех типов эмульсий были близки и их вариации не выходили за пределы нестабильности энергии импульсов излучения второй гармоники. На рис.5.19а приведены оптоакустические сигналы, нормированные на плотность энергии лазерного излучения, падающего на эмульсию



Спектральные передаточные функции лазерного возбуждения звука в неэкспонированных эмульсиях практически совпадают (см. рис.5.20а) и близки к теоретической зависимости (5.39) при $\mu_{eff} c_0 = 2\pi \times 3.3 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$.



Это позволяет найти коэффициент экстинкции света в неэкспонированных эмульсиях:

$$\mu_{eff}^n (\lambda = 0.53 \text{ мкм}) = (1.39 \pm 0.05) \times 10^3 \text{ см}^{-1}.$$

Принимая форму лазерного импульса гауссовой, нетрудно найти из (5.38) выражение для амплитуды нормированного акустического давления:

$$\frac{P_{max}}{E_0} = \frac{c_0^2 \beta^*}{2 c_p} \mu_a \left[1 - \Phi \left(\frac{\mu_s c_0 \tau_L}{2} \right) \right] \left(6 + \frac{4 r_0}{1 - r_0} \right), \quad (5.40)$$

где E_0 – плотность падающей лазерной энергии, Φ – функция ошибок. Используя $\tau_L = 3.5$ нс и измеренную эффективность возбуждения звука

$$\frac{P_{max}}{E_0} = (90 \pm 15) \text{ атм} \cdot \text{см}^2 / \text{Дж},$$

найдем

$$\mu_a^n (\lambda = 0.53 \text{ мкм}) = (2.2 \pm 0.4) \text{ см}^{-1}.$$

Поскольку показатели преломления света в желатине и стекле близки, то для коэффициента внутреннего отражения света принималось $r_0 = 0$. Расчет коэффициента рассеяния света дает

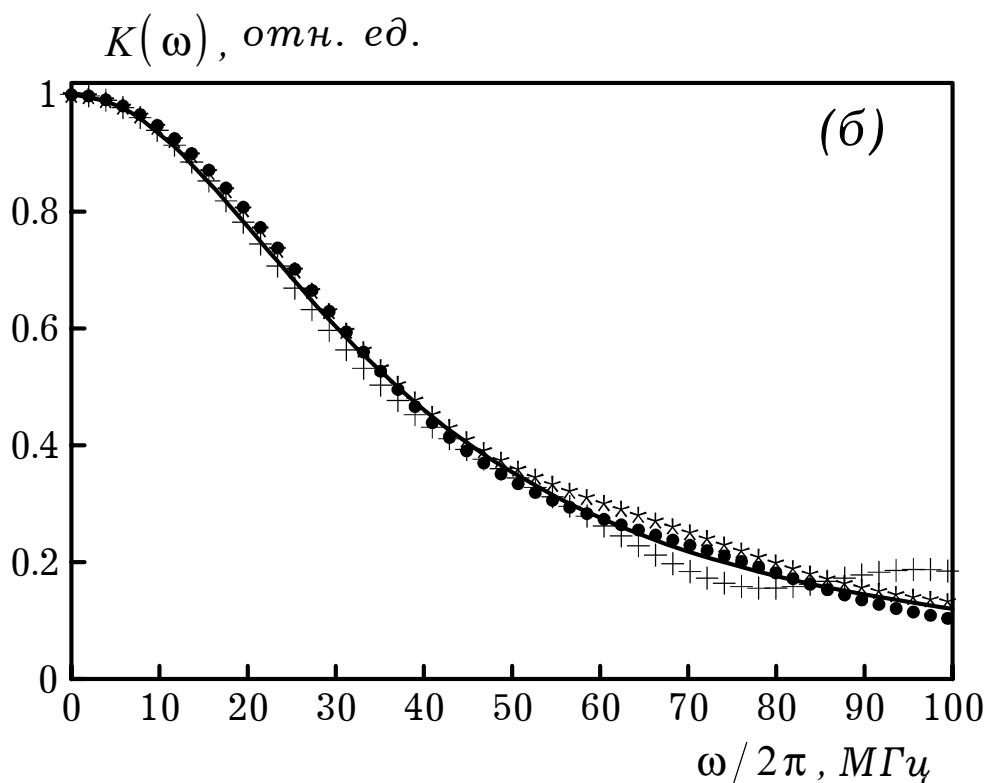
$$\mu_s^n (\lambda = 0.53 \text{ мкм}) = (2.2 \pm 0.5) \times 10^5 \text{ см}^{-1},$$

что соответствует толщине пластинок AgBr в эмульсиях. Как видно, условие применимости (5.38) $\mu_a \ll \mu_s$ выполняется достаточно хорошо.

Полученные результаты показывают, что излучением второй гармоники в неэкспонированной эмульсии возбуждаются импульсы сжатия. Это говорит о том, что влияние концентрационно-деформационного механизма возбуждения звука не существенно. Это возможно^[8] при малой концентрации электрон-дырочных пар или при

малом (по сравнению с длительностью лазерного импульса) времени жизни фотовозбужденных носителей. Эти данные подтверждаются прямыми измерениями релаксации фотопроводимости эмульсий^[128,129].

Форма оптоакустических сигналов, возбуждаемых излучением второй гармоники в экспонированных эмульсиях приведена на рис.5.19б. Так же, как и в неэкспонированных эмульсиях, оптоакустические сигналы близки как по форме, так и по амплитуде. Передаточные функции для всех трех эмульсий близки между собой (рис.5.20б).



Коэффициент экстинкции света, определенный по передаточной функции, составил

$$\mu_{eff}^e (\lambda = 0.53 \text{ мкм}) = (1.55 \pm 0.05) \times 10^3 \text{ см}^{-1},$$

что мало отличается от коэффициента экстинкции неэкспонированных эмульсий.

В экспонированных эмульсиях эффективность возбуждения звука

практически совпадает с ее значением для неэкспонированных эмульсий:

$$\frac{P_{max}}{E_0} = (80 \pm 15) \text{ атм}\cdot\text{см}^2/\text{Дж},$$

что дает следующее значение коэффициента поглощения света:

$$\mu_a^e (\lambda = 0.53 \text{ мкм}) = (2.1 \pm 0.4) \text{ см}^{-1}.$$

Как видно, оптические свойства экспонированных и неэкспонированных эмульсий практически совпадают. Это совпадение тем более примечательно, что экспозиция эмульсии единственным импульсом излучения второй гармоники приводила к формированию изображения с оптической плотностью $D=1.5$ (при указанных выше условиях проявления). Кроме того, влияние концентрационно-деформационного механизма генерации звука не существенно.

Оптические свойства фотоэмульсий на длине волны основного излучения Nd:YAG лазера должны сильно отличаться от их свойств на длине волны второй гармоники. Это связано в первую очередь с существенно меньшим поглощением излучения; так как энергия кванта меньше ширины запрещенной зоны AgI, то поглощение монокристаллами мало; а линия поглощения красителя в эмульсии также лежит в более коротковолновом участке спектра. Поэтому и уровни, и формы сигналов отличаются от тех, что наблюдалось для излучения второй гармоники.

Профили оптоакустических сигналов, возбуждаемых излучением с $\lambda=1.06$ мкм, приведены на рис.5.21 для трех типов эмульсий (рис.5.21а-5.21в).

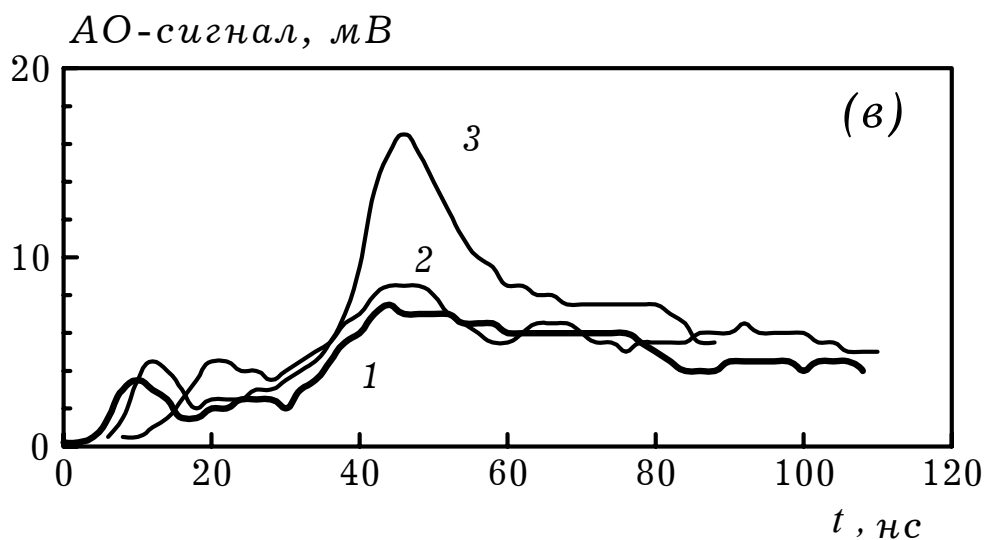
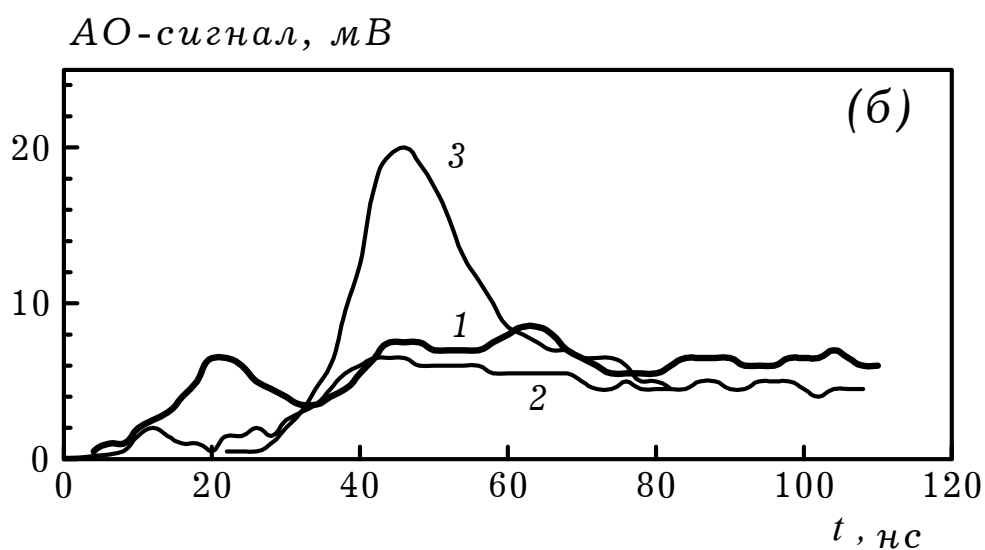
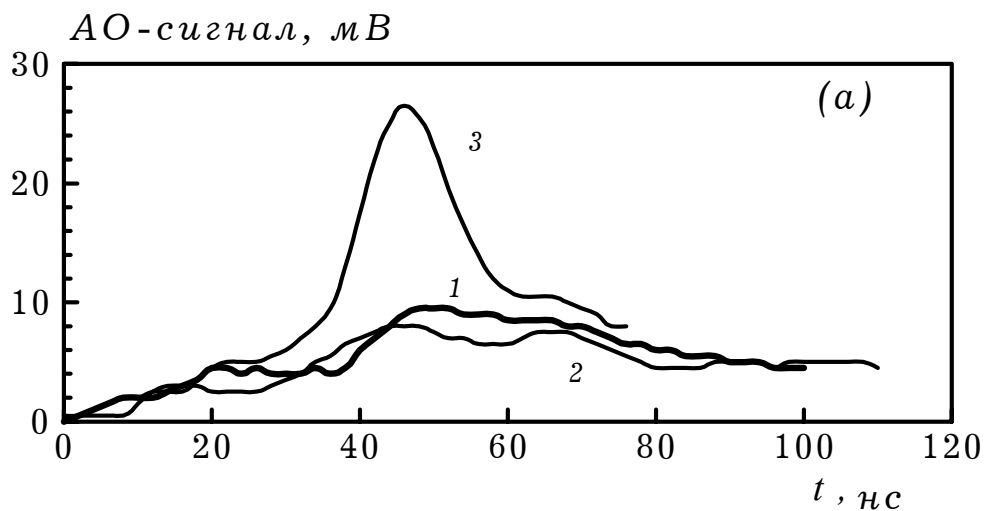


Рис.5.21. Оптоакустические сигналы, возбуждаемые излучением $\lambda=1.06$ мкм в фотоэмульсиях: (а) - чувствительность 0.85 ед., (б) - 50 ед., (в) - 170 ед.. Кривые 1 - неэкспонированные эмульсии, 2 - экспонированные одним выстрелом $\lambda=0.53$ мкм, 3 - засвеченные эмульсии.

Измерения проводились для неэкспонированных (кривые 1),

экспонированных одним выстрелом второй гармонике (кривые 2, $E_0 = 0.3$ мДж/см²) и засвеченных (кривые 3) фотоэмульсий. Как видно, оптоакустические сигналы, возбуждаемые в фотоэмульсиях различной чувствительности (рис.5.21а-5.21в) мало отличаются как по форме, так и по амплитуде. Для всех них облучение единичным импульсом излучения второй гармонике (которое формирует скрытое изображение и приводит к почернению эмульсии после проявления) не дает заметного изменения амплитуды оптоакустического сигнала, что говорит о неизменности коэффициента поглощения света. В то же время, в засвеченной эмульсии амплитуда сигнала заметно возрастает, а форма - изменяется.

Оптоакустические сигналы в неэкспонированной и однократно экспонированной эмульсиях (кривые 1 и 2) не слишком сильно превышали уровень шума ($S/N \sim 5 \div 10$), и поэтому возможны лишь оценки величин коэффициентов рассеяния и поглощения света. Поскольку в этом случае можно считать $\mu_{eff} c_0 \tau_L \ll 1$, величину коэффициента рассеяния можно оценить по скорости нарастания фронта сигнала. Эти оценки дают значения $\mu_{eff} \approx (0.47 \div 0.56) \times 10^3$ см⁻¹, что примерно в 3 раза меньше, чем для второй гармонике.

Оценки коэффициента поглощения света по величине амплитуды сигнала ($p_{max} / E_0 \cong 0.4$ атм·см²/Дж) дают

$$\mu_a (\lambda = 1.06 \text{ мкм}) = (0.06 \pm 0.02) \text{ см}^{-1}.$$

Соответственно коэффициент рассеяния света имеет тот же порядок величины, что и на второй гармонике (см. выше). Как видно, действительно коэффициент поглощения света значительно (в тридцать раз) меньше, чем на второй гармонике. После засветки

фотоэмульсии (без проявления скрытого изображения) коэффициент поглощения света основной гармонике возрастает в $2.5 \div 3$ раза. Таким образом, образующиеся центры скрытого изображения влияют на поглощение основной гармонике значительно сильнее, нежели для второй гармонике (возможно ввиду более сильного ее поглощения).

Наиболее неожиданным результатом представленных экспериментов можно считать отсутствие заметного различия в оптических свойствах свежей и засвеченной фотоэмульсий на длине волны $\lambda=0.53$ мкм. Это говорит о том, что образующиеся центры скрытого изображения (а почернение эмульсии при проявлении однозначно свидетельствует об их появлении) не вносят заметного дополнительного поглощения света. Это возможно, если их концентрация мала и дополнительное поглощение света мало по сравнению с исходным.

Неожиданно также отсутствие значительных различий в оптических свойствах фотоэмульсий с сильно различающейся чувствительностью (от 0.85 до 170 ед.). Эти различия отсутствуют как для излучения видимого диапазона, так и для ИК ($\lambda=1.06$ мкм), в котором фотоэмульсии не чувствительны. Различия оптических свойств фотоэмульсий следовало бы ожидать, если механизм Герни-Мтта был бы справедлив. Наоборот, отсутствие различия оптических свойств фотоэмульсий разной чувствительности может свидетельствовать в пользу концепции, изложенной в^[116].

Малое поглощение света с $\lambda=1.06$ мкм позволяет обнаружить его изменение при формировании кластеров серебра на центрах скрытого изображения (возрастание поглощения при засветке эмульсии). Первичные центры скрытого изображения не дают заметного

поглощения (изменение коэффициента поглощения света после однократной экспозиции импульсом второй гармоники не обнаружено). Наблюдаемые формы сигналов показывают, что роль концентрационно-деформационного механизма генерации звука в фотоэмульсиях светом видимого и ИК диапазона незначительна. По-видимому это обусловлено малым временем жизни фотовозбужденных носителей (что согласуется с измерениями фотопроводимости^[128,129]). Поэтому их участие в создании центров скрытого изображения заслуживает дополнительной проверки.

Изложенные в настоящем параграфе результаты дают возможность сделать следующие выводы:

1. Предложена импульсная оптоакустическая методика измерения коэффициентов рассеяния и поглощения света в гетерогенных средах. Измерены коэффициенты поглощения и рассеяния света в фотографических эмульсиях на $\lambda=1.06$ мкм и $\lambda=0.53$ мкм.
2. Обнаружено, что оптические свойства фотоэмульсий одинакового состава, но различной фоточувствительности, близки.
3. Обнаружено, что в фотоэмульсиях коэффициент поглощения света много меньше коэффициента рассеяния.
4. Показано, что влияние центров скрытого изображения на оптические характеристики фотоэмульсий незначительно.