

© Шарова И. С., Иванова Т. Ю., Маньшина А. А.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКОЛ СИСТЕМЫ Ga–Ge–S:Er³⁺

Санкт – Петербургский Государственный Университет,
НИИ Российский центр лазерной физики,
Россия, 198904, Санкт-Петербург, Петродворец, Ульяновская ул., 5

Определены спектроскопические характеристики халькогенидных стекол системы Ga–Ge–S:Er³⁺. По данным спектроскопии поглощения рассчитаны силы осцилляторов, параметры интенсивности Джадда–Офельта (Ω_i), вероятности спонтанных излучательных переходов, радиационные времена жизни уровней для двух серий халькогенидных стекол системы Ga–Ge–S, активированных ионами Er³⁺: при фиксированном составе матрицы стекла (0.15Ga₂S₃·0.85GeS₂) изменялась концентрация Er₂S₃ от 0.49 до 4.64 мол. %; при фиксированной концентрации Er₂S₃ 1.94 мол. % изменялось содержание Ga₂S₃ от 10 до 30 мол. % в стекле.

Проанализирована зависимость указанных спектроскопических параметров от состава халькогенидных стекол. Установлено, что силы осцилляторов и вероятности спонтанных излучательных переходов Er³⁺ в халькогенидной основе выше, чем в фосфатной, германатной и теллуритной матрицах.

Введение. Особый интерес для квантовой оптоэлектроники представляют оптические материалы, активированные редкоземельными ионами (РЗИ). Высокоэффективные лазеры, усилители, преобразователи ИК излучения могут быть успешно реализованы на их основе. Интерес к халькогенидным стеклам (ХГС) обусловлен отсутствием в их колебательном спектре высокоэнергетических фононов, что приводит к низкой вероятности многофононной безызлучательной релаксации редкоземельных ионов. Еще одним важным свойством ХГС является высокий показатель преломления (>2.1), благодаря чему ХГС характеризуются высокими сечениями поглощения и излучения редкоземельных ионов [1]. ХГС также обладают полупроводниковыми свойствами [2–5], сохраняют стеклообразующую способность при введении высоких концентраций редкоземельных ионов [6–8]. Помимо этого ХГС имеют широкую область прозрачности – от видимой до ИК области, причем изменением состава ХГС можно добиваться значительного смещения границ области прозрачности [8]. Все эти свойства, а также относительная легкость синтеза ХГС сделали их привлекательной основой для легирования редкоземельными элементами.

Выбор редкоземельного иона-активатора при создании новых оптических сред определяется рабочей длиной волны. Так, например, для решения задач волоконной оптики создание устройств, работающих на длинах волн 0.8, 1.3 и 1.5 мкм, имеет принципиальное значение. Это связано с тем, что кварцевые оптические волокна имеют три основных рабочих диапазона: первый (около 0.8 мкм) соответствует длине волны GaAs лазерного диода, второй (1.3 мкм) – области минимальной дисперсии и, наконец, третий (1.5 мкм) – области минимальных оптических потерь. Эрбий является идеальным ионом для работы в областях 820 и 1550 нм, поскольку указанные полосы соответствуют электронным переходам иона эрбия из основного состояния $^4I_{15/2}$ в возбужденные $^4I_{9/2}$ и $^4I_{13/2}$.

На базе ХГС, легированных эрбием, могут быть разработаны эффективные визуализаторы ИК-излучения, волоконно-оптические усилители, активные устройства интегральной оптики и т.д. Хотя халькогенидные стекла считаются хорошо изученными (определены области стеклообразования большого количества стеклообразующих систем, исследованы их химические, физические и оптические свойства, отработаны методики синтеза), интерес исследователей к халькогенидным стеклам не уменьшается именно благодаря возможности варьирования в широких пределах их параметров при изменении состава ХГС [9–12].

Предметом исследования данной работы являлись две серии халькогенидных стекол системы Ga–Ge–S:Er³⁺: при фиксированном составе матрицы стекла (0.15Ga₂S₃·0.85GeS₂) изменяется концентрация Er₂S₃ от 0.49 до 4.64 мол. %; при фиксированной концентрации Er₂S₃ (1.94 мол. %) изменяется содержание Ga₂S₃ от 10 до 30 мол. % в стекле.

Система Ga–Ge–S была выбрана объектом исследования, поскольку она обладает более коротковолновым краем фундаментального поглощения по сравнению с другими халькогенидными стеклообразными материалами [13] и сохраняет стеклообразующую способность при введении значительного количества халькогенидов редкоземельных элементов [14].

Цель работы – исследование зависимости спектроскопических параметров ХГС этой системы от концентрации Er₂S₃ и от содержания Ga₂S₃.

Экспериментальная часть. Халькогенидные стекла синтезировались в откачанных до давления 10⁻⁵ мм рт. ст. кварцевых ампулах, помещенных в качающиеся печи. Для синтеза использовались галлий и германий с концентрацией основного вещества 99.999 %, сера и эрбий – 99.95 %. Синтез проводился при постоянном перемешивании и температуре 1100 °С в течение 12 ч. Область стеклообразования исследуемой халькогенидной системы (Ga–Ge–S:Er³⁺) простирается от 0 (чистого GeS₂) до 42 мол. % Ga₂S₃.

Образцы ХГС представляли собой плоскопараллельные полированные пластинки толщиной 0.5 мм. Для решения поставленной задачи в работе использовался метод спектроскопии поглощения, все измерения проводились при комнатной температуре.

Экспериментальная установка включала в себя источник оптического излучения (вольфрамовая BAND – лампа типа СИРШ-100 со стандартной цветовой температурой 2840 К), монохроматор МДР-6, фотоприемник ФЭУ-119 (область спектральной чувствительности 400–800 нм) и ФЭУ-62 (область спектральной чувствительности 400–1200 нм), германиевый фотодиод (область спектральной чувствительности 1000–2000 нм).

Обсуждение и результаты. На рис. 1 представлен спектр поглощения одного из исследуемых стекол системы Ga–Ge–S:Er³⁺ в области от 500 до 2000 нм. Поглощение в области 500 нм связано с оптическим поглощением матрицы стекла (переходы валентная зона–зона проводимости). Полосы поглощения в областях 537, 553, 670, 810, 990 и 1550 нм связаны с поглощением ионами Er³⁺ и соответствуют переходам из основного состояния Er³⁺ (⁴I_{15/2}) на уровни ²H_{11/2}, ⁴S_{3/2}, ⁴F_{9/2}, ⁴I_{9/2}, ⁴I_{11/2}, ⁴I_{13/2} соответственно.

Силы осцилляторов f_j для вышеперечисленных переходов были рассчитаны по формуле (1) из [15, 16]:

$$f_j = \frac{m_0 c^3 n_{\lambda}^2}{\pi e^2 (n_{\lambda}^2 + 2)^2 N_0} \int k(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где N_0 – концентрация ионов Er³⁺, $k(\lambda)$ – коэффициент поглощения на длине волны λ , e – заряд электрона, c – скорость света, n_{λ} – показатель преломления. Полученные результаты представлены в табл. 1 и 2. Погрешность вычислений не превышает 10 %.

По данным, представленным в табл. 1 и 2, построены графики зависимости сил осцилляторов от концентрации Er₂S₃ (рис. 2, 3) и от содержания Ga₂S₃ (рис. 4) в исследуемой системе стекол.

Из представленных на рис. 2 и 3 зависимостей видно, что увеличение концентрации Er₂S₃ от 0.49 до 4.64 мол. % приводит к значительному изменению сил осцилляторов только для гиперчувствительного¹ перехода ⁴I_{15/2}–²H_{11/2}. Причем увеличение концентрации Er₂S₃ от 1.94 до 4.64 мол. % в системе Ga–Ge–S:Er³⁺ с матрицей фиксированного состава 0.15Ga₂S₃·0.85GeS₂ ведет к уменьшению (почти в два раза) сил осцилляторов перехода Er³⁺ ⁴I_{15/2}–²H_{11/2} (рис. 3).

¹ Гиперчувствительными называются переходы, для которых выполняется следующее правило отбора: $|\Delta L| \leq 2$, $|\Delta L| \leq 2$, $\Delta S = 0$, такие переходы чувствительны даже к слабым изменениям кристаллического поля.

Поскольку при увеличении концентрации Er_2S_3 значение сил осцилляторов постоянно для всех переходов, кроме гиперчувствительного, то можно сделать предположение о постоянстве радиационного времени жизни уровней РЗИ для первой серии стекол исследуемой системы.

Однако изменение содержания Ga_2S_3 в стекле (10–30 мол. %) влечет за собой значительное изменение сил осцилляторов для всех переходов иона Er^{3+} (здесь в качестве примера представлена зависимость для перехода $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ (рис. 4)). Увеличение содержания Ga_2S_3 от 15 до 30 мол. % в исследуемой системе, с фиксированной концентрацией Er_2S_3 (1.94 мол. %) приводит к уменьшению сил осцилляторов перехода $\text{Er}^{3+} \ ^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ (рис. 4).

Используя полученные значения сил осцилляторов (табл. 1, 2) методом наименьших квадратов были определены параметры интенсивности Джадда–Оффельта (Ω_t) [15, 16] для исследуемых серий:

$$f_j = \frac{8\pi m_0 \mu_J}{3\hbar(2J+1)} \sum_{t=2,4,6} \Omega_t \left| \langle f^N[S, L]J \| U^{(t)} \| f^N[S', L']J' \rangle \right|^2, \quad (2)$$

где $\langle \| U^{(t)} \| \rangle$ – дважды приведенные матричные элементы единичных тензорных операторов $U^{(t)}$ в приближении промежуточной связи (их числовые значения можно считать не зависимыми от типа основы; для ионов Er^{3+} их значения были рассчитаны в [17]); J – полный угловой момент начального состояния; m_0 – масса электрона. Полученные данные представлены в табл. 3, 4.

Анализ зависимости параметров интенсивности Джадда–Оффельта от состава халькогенидных стекол позволяет исследовать структурные особенности этих стекол.

Так, из представленных на рис. 5–7 графиков зависимостей Ω_t от концентрации Er^{3+} видно, что при изменении концентрации Er_2S_3 (от 0.49 до 4.64 мол. %) меняется только параметр Ω_2 , а Ω_6 и Ω_4 практически не меняются. Считается [18–22], что параметр Ω_2 наиболее чувствителен к степени асимметрии кристаллического поля на РЗИ и к изменению энергетического зазора между $4f^N$ - и $4f^{N-1}5d^1$ состояниями РЗИ, а параметр Ω_6 наиболее чувствителен к изменению электронной плотности $4f$ - и $5d$ -оболочек,

Изменения энергетического зазора между $4f^N$ - и $4f^{N-1}5d^1$ -состояниями и электронной плотности $4f$ - и $5d$ -оболочек отражают изменение степени ковалентности связей РЗИ с другими элементами.

Так как параметр Ω_4 является результатом одновременного влияния указанных факторов, что иногда не позволяет однозначно определить причины изменения этого параметра, то анализ структурных изменений в исследуемой матрице проводился на основе параметров Ω_2 и Ω_6 .

На основе полученных данных можно сделать вывод о том, что с изменением концентрации Er_2S_3 в исследуемом стекле происходят изменения только в степени асимметрии кристаллического поля ионов окружения РЗИ. Причем из рис. 5 видно, что увеличение концентрации Er_2S_3 от 1.94 до 4.64 мол. % ведет к уменьшению Ω_2 , а значит, согласно [18–22], это приводит к уменьшению степени асимметрии кристаллического поля.

Из графиков зависимости Ω_i от содержания Ga_2S_3 (рис. 8–10) видно, что изменение содержания Ga_2S_3 от 10 до 30 мол. % приводит к изменению степени ковалентности связи ионов окружения РЗИ, поскольку меняются параметры Ω_2 и Ω_6 . Из рис. 10 следует, что при увеличении содержания Ga_2S_3 от 15 до 30 мол. % параметр интенсивности Ω_6 уменьшается, а следовательно, согласно [18–22], уменьшается степень ковалентности связи между ионами окружения и РЗИ.

Кроме того, обнаружена корреляция зависимостей положения края оптического поглощения и одного из параметров интенсивности Джадда–Офельта (Ω_6) от содержания Ga_2S_3 . Анализ зависимостей, представленных на рис. 11, показал, что при увеличении содержания Ga_2S_3 от 10 до 15 мол. % край оптического поглощения сдвигается в ИК область, а параметр интенсивности Ω_6 увеличивается.

Известно, что положение края оптического поглощения однозначно связано с оптической шириной запрещенной зоны [23], а именно:

$$\lambda_c = hc/E_g, \quad (3)$$

где λ_c – положение края оптического поглощения, а E_g – ширина запрещенной зоны.

Следовательно, при сдвиге края оптического поглощения в ИК область, согласно формуле (3), происходит уменьшение ширины запрещенной зоны и, как следствие, уменьшение энергии связи, необходимой для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости. А увеличение параметра Ω_6 , согласно [18–22], свидетельствует об увеличении степени ковалентности связи между ионами окружения и РЗИ, т. е. связь становится менее прочной (энергия связи уменьшается).

Таким образом, изменение содержания Ga_2S_3 в исследуемом стекле приводит к изменениям ширины запрещенной зоны и степени ковалентности связи (энергии связи), а именно: при увеличении содержания Ga_2S_3 от 10 до 15 мол. % в исследуемом стекле происходит уменьшение ширины запрещенной зоны и увеличение степени ковалентности связи (уменьшение энергии связи) (рис. 11); дальнейшее увеличение содержания Ga_2S_3 (от 15 до 30 мол. %) приводит к увеличению ширины запрещенной зоны и уменьшению степени ковалентности связи (увеличение энергии связи) (рис. 11).

Используя рассчитанные параметры интенсивности из [15, 16], были определены вероятности спонтанных излучательных переходов (A_j)

$$A_j[(S, L)J; (S', L')J'] = \frac{64p^4 e^2 n_{\text{л}} (n_{\text{л}}^2 + 2)^2}{12\pi e_0 h (2J + 1) 9\pi^3} \cdot \sum_{l=2,4,6} \Omega_l \left| \langle (S, L)J \| U^{(l)} \| (S', L')J' \rangle \right|. \quad (4)$$

Полученные результаты представлены в табл. 5 и 6. Погрешность расчетов не превышает 5 %.

Кроме этого, согласно теории Джадда–Офельта [15, 16], было рассчитано радиационное время жизни уровней ($\tau_{\text{изл}}$)

$$\tau_{i \text{ изл}} = \left(\sum_{S', L', J'} A[(S, L)J; (S', L')J'] \right)^{-1}. \quad (5)$$

Анализ зависимости радиационного времени жизни уровней ($\tau_{\text{изл}}$) от концентрации Er_2S_3 в исследуемом стекле показал, что увеличение концентрации Er_2S_3 не приводит к изменению $\tau_{\text{изл}}$ для уровней $^4S_{3/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4I_{11/2}$ (рис. 12). Если теперь сравнить рис. 12 и 2, то можно увидеть, что предположение о постоянстве радиационного времени жизни уровней РЗИ в исследуемой матрице стекла, вытекающее из постоянства сил осцилляторов при изменении концентрации эрбия, подтверждается.

В итоге был проведен сравнительный анализ спектроскопических характеристик стекол исследуемой системы с данными для оксидных стекол представленными в [24]. В табл. 7 представлены силы осцилляторов и параметры интенсивности Джадда–Офельта, полученные для исследуемой халькогенидной системы Ga-Ge-S:Er^{3+} , а также для фосфатных, германатных, теллуридных стекол по данным работы [24]. Из табл. 7 видно, что силы осцилляторов и параметры интенсивности для исследуемой системы превосходят соответствующие параметры для оксидных стекол (фосфатных, германатных, теллуридных).

Кроме того, следует отметить, что параметр Ω_2 исследуемой системы примерно в два раза превосходит тот же параметр для оксидных стекол. Такое относительно большое значение параметра Ω_2 позволяет предположить, что для халькогенидных стекол характерна большая асимметрия кристаллического поля на РЗИ и, кроме того, энергетический зазор между $4f^N$ - и $4f^{N-1}5d^1$ -конфигурациями меньше, чем для других стекол. Таким образом, в халькогенидных стеклах наблюдается большее смещение состояний различной четности, что должно приводить к большим вероятностям переходов РЗИ.

В табл. 8 представлены значения вероятностей спонтанных излучательных переходов для некоторых уровней эрбия в составе различных стеклообразных систем. Как видно из табл. 8, халькогенидные стекла имеют большие значения вероятностей спонтанных излучательных переходов по сравнению с оксидными стеклами, что обусловлено большими значениями параметров интенсивности Джадда–Офельта и высоким показателем преломления, характерными для исследуемой основы.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что исследуемые стекла Ga–Ge–S:Er³⁺ являются более перспективными оптическими материалами по сравнению с фосфатными, германатными и теллуритными, поскольку имеют более высокие вероятности спонтанных излучательных переходов ионов Er³⁺ и силы осцилляторов.

Заключение. Исследование спектроскопических параметров халькогенидных стекол системы Ga–Ge–S:Er³⁺ показало, что увеличение концентрации Er₂S₃ приводит к уменьшению степени асимметрии кристаллического поля окружения иона эрбия, а увеличение содержания Ga₂S₃ – к уменьшению степени ковалентности связи между ионами окружения и редкоземельными ионами.

Предполагается, что уменьшение степени асимметрии кристаллического поля обусловлено тем, что в исследуемых халькогенидных стеклах состав второй координационной сферы эрбия становится более однородным.

Кроме того, продемонстрирована корреляция ширины запрещенной зоны и степени ковалентности связи окружения редкоземельных ионов в стекле при изменении содержания Ga₂S₃. На основе экспериментальных результатов установлено, что по сравнению с оксидными стеклами халькогенидные имеют более высокие вероятности спонтанных излучательных переходов ионов Er³⁺ и силы осцилляторов, что делает их наиболее перспективными люминесцентными материалами.

Авторы благодарят Я. Г. Григорьеву за синтез образцов ХГС, А. В. Поволоцкого за помощь в экспериментальных исследованиях.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. *Turnbull D. A., Gu S. Q., Bishop S. D.* Photoluminescence studies of broad-band excitation mechanisms for Dy emission in Dy: As₁₂Ge₃₃Se₃₅ glasses // *J. Appl. Phys.* 1996. V. 80(4). P. 2436–2441.
2. *Mott N., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах. Т. 2. М.: Мир, 1982. 658 с.
3. *Барановский С. Д., Карпов В. Г.* Локализованные электронные состояния в стеклообразных полупроводниках // *ФТП.* 1987. Т. 21. №1. С. 3–17.
4. *Mott N. F., Davis E. A., Street R. A.* States in the gap and recombination in amorphous semiconductors // *Adv. Phys.* 1977. V. 24. P. 273–277.
5. *Street R. A.* Luminescence in amorphous semiconductors // *Adv. Phys.* 1976. V. 25. N 4.

- Р. 397–454.
6. Дегтярев С. В., Маньшина А. А., Курочкин А. В., Жужельский Д. В., Григорьев Я. Г., Тверянович Ю. С. Стеклообразование и люминесценция стекол системы $\text{Nd}_2\text{S}_3\text{--Ga}_2\text{S}_3\text{--GeS}_2$ // Физ. и хим. стекла. 2001. Т. 27. № 3. С. 318–325.
 7. Man'shina A. A., Kurochkin A. V., Degtyarev S. V., Grigor'ev Ya. G., Tverjanovich A. S., Tver'yanovich Yu. S., Smirnov V. B. Glasses of the $\text{Ga}_2\text{S}_3\text{--GeS}_2$ system doped with rare-earth ions (Nd^{3+} , Er^{3+}) as active optical materials // 5/2001, Proc. SPIE. 2001. V. 4429. P. 80–88.
 8. Тверянович Ю. С. Халькогенидные стекла – полифункциональный материал современной техники // Петербургский журнал электроники. 1993. № 1. С. 66–72.
 9. Seddon A. B. Chalcogenides: glass-forming systems and progress in application of percolation theory // J. Non-Crystalline Solids. 1997. V. 213/214. P. 22–29.
 10. Mitkova M., Boolchand P. Microscopic origin of the glass forming tendency in chalcogenides and constraint theory // J. Non-Crystalline Solids. 1998. V. 240. P. 1–21.
 11. Meresse Y., Fonteneau G., Lucas J. New chalcogenide glasses in the system BaS--CdS--GeS_2 // J. Non-Crystalline Solids. 1997. V. 213/214. P. 55–57.
 12. Morgan S. P., Furniss D., Seddon A. B., Moore M. W. Effect of glass purity on the glass stability and physical properties of Ga–La–S glasses // J. Non-Crystalline Solids. 1997. V. 213/214. P. 72–78.
 13. Борисова З. У. Халькогенидные полупроводниковые стекла. Л.: Изд. ЛГУ, 1983. 344 с.
 14. Виноградова Г. З. Стеклообразование и фазовые равновесия в халькогенидных системах. М.: Наука, 1984. 176 с.
 15. Мак А. А., Сомс Л. Н., Фромзель В. А., Яшин В. Е. Лазеры на неодимовом стекле. М.: Наука, 1990. 288 с.
 16. Ofelt G. S. Intensities of crystal spectra of rare-earth ions // J. Chem. Phys. 1962. V. 37. N 3. P. 511–520.
 17. Weber M. J. Probabilities for radiative and nonradiative decay of Er^{3+} in LaF_3 // Phys. Rev. 1967. V. 157. N 2. P. 262–271.
 18. Ebendorff-Heidepriem H., Ehrt D., Bettinelli M., Speghini A. Effect of glass composition on Judd–Ofelt parameters and radiative decay rates of Er^{3+} in fluoride phosphate and phosphate glasses // J. Non-Crystalline Solids. 1998. V. 240. P. 66–78.
 19. Ravi Kanth Kumar V. V., Bhatnagar Anil K. Effect of modifier ions on the covalency of Nd^{3+} ions in cadmium borate glasses // Opt. Mater. 1998. N 11. P. 41–51.
 20. Hiromichi Takebe, Yoshikazu Nageno, Kenji Morinaga. Compositional dependence of Judd–Ofelt parameters in silicate, borate, and phosphate glasses // J. Amer. Chem. Soc. 1995.

V. 78. N 5. P. 1161–1168.

21. *Tanabe S., Ohyagi T., Soga N., Hanada T.* Compositional dependence of Judd–Ofelt parameters of Er^{3+} ions in alkali-metal borate glasses // *Phys. Rev. B.* 1992. P. 3305–3310.
22. *Yoshikazu Nageno, Hiromichi Takebe, Kenji Morinaga.* Correlation between radiative transition probabilities of Nd^{3+} and composition in silicate, borate, and phosphate glasses // *J. Amer. Ceram. Soc.* 1993. V. 76. N 12. P. 3081–3086.
23. *Сорокин Ю. М., Ширяев В. С.* Оптические потери в световодах. Н. Новгород: Изд. ННГУ, 2000. 324 с.
24. *Pelle F., Gardant N., Auzel F.* Effect of excited-state population density on nonradiative multiphonon relaxation rates of rare-earth ions // *J. Opt. Soc. Amer.* 1998. V. 15. N 2. P. 667–669.

Рис. 1. Спектр поглощения ХГС системы Ga–Ge–S:Er³⁺.

Рис. 2. Зависимость сил осциллятора переходов иона Er³⁺ от концентрации Er₂S₃ в стекле системы Ga–Ge–S:Er³⁺.

Переходы: ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$ (1), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (2), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$ (3).

Рис. 3. Зависимость силы осциллятора перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$ иона Er³⁺ от концентрации Er₂S₃ в стекле системы Ga–Ge–S:Er³⁺.

Рис. 4. Зависимость силы осциллятора перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ иона Er³⁺ от содержания Ga₂S₃ в системе Ga–Ge–S:Er³⁺.

Рис. 5. Зависимость Ω_2 от содержания Er₂S₃ в системе Ga–Ge–S: Er³⁺.

Рис. 6. Зависимость Ω_4 от содержания Er₂S₃ в системе Ga–Ge–S: Er³⁺.

Рис. 7. Зависимость Ω_6 от содержания Er₂S₃ в системе Ga–Ge–S: Er³⁺.

Рис. 8. Зависимость Ω_2 от содержания Ga₂S₃ в системе Ga–Ge–S:Er³⁺.

Рис. 9. Зависимость Ω_4 от содержания Ga₂S₃ в системе Ga–Ge–S:Er³⁺.

Рис. 10. Зависимость Ω_6 от содержания Ga₂S₃ в системе Ga–Ge–S:Er³⁺.

Рис. 11. Зависимость Ω_6 и ширины запрещенной зоны (E_g) системы Ga–Ge–S:Er³⁺ от содержания Ga₂S₃.

Рис. 12. Зависимость радиационного времени жизни ($\tau_{изл}$) переходов Er³⁺ от концентрации Er₂S₃ в системе Ga–Ge–S:Er³⁺.

Переходы: ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (1), ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (2), ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (3).

Таблица 1
 Силы осцилляторов иона Er^{3+} в системе $Ga-Ge-S:Er^{3+}$ при изменении содержания Er_2S_3
 от 0.49 до 4.64 мол. %

Переходы	Содержание Er_2S_3 , мол. %						
	0.49	0.98	1.46	1.94	2.88	3.78	4.64
	Силы осцилляторов ($f_j, 10^{-6}$)						
${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	16.64	18.09	15.01	16.83	22.8	13.07	10.18
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	0.56	0.77	0.52	0.74	0.54	0.40	0.47
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	4.66	4.44	4.43	4.63	6.40	3.34	4.30
${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	1.29	0.56	0.89	1.21	1.35	0.56	0.55
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	1.55	1.20	1.43	1.27	1.94	1.13	1.22

Таблица 2

Силы осцилляторов иона Er^{3+} в системе $Ga-Ge-S:Er^{3+}$ при изменении содержания Ga_2S_3 от 10 до 30 мол. %

Переходы	Содержание Ga_2S_3 , мол. %			
	10	15	20	30
	Силы осцилляторов ($f_j, 10^{-6}$)			
${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	16.01	11.86	15.40	17.12
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	0.57	0.35	0.60	0.46
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	3.84	5.37	4.60	4.60
${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	0.47	0.65	0.62	0.56
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	0.88	1.70	1.40	1.30

Т а б л и ц а 3

Параметры интенсивности Ω_i для разной концентрации Er_2S_3 в системе
Ga-Ge-S:Er³⁺

Концентрация Er_2S_3 , мол. %	Параметры $\Omega_i, 10^{-20} \text{см}^2$		
	Ω_2	Ω_4	Ω_6
0.49	6.9 ± 0.5	2.5 ± 0.2	1.7 ± 0.1
0.98	7.9 ± 0.1	2.34 ± 0.02	1.47 ± 0.02
1.46	6.3 ± 0.3	2.3 ± 0.1	1.6 ± 0.1
1.94	7.0 ± 0.4	2.7 ± 0.1	1.4 ± 0.1
2.88	9.6 ± 0.5	3.5 ± 0.2	2.1 ± 0.1
3.78	5.7 ± 0.2	1.7 ± 0.1	1.3 ± 0.1
4.64	3.9 ± 0.2	2.2 ± 0.1	1.6 ± 0.1

Т а б л и ц а 4

Параметры интенсивности Ω_i для разного содержания Ga_2S_3 в системе
 Ga-Ge-S:Er^{3+}

Концентрация Ga_2S_3 , мол. %	Параметры Ω_i , 10^{-20}см^2		
	Ω_2	Ω_4	Ω_6
10	6.9 ± 0.1	2.19 ± 0.02	1.05 ± 0.01
15	4.4 ± 0.4	2.6 ± 0.2	2.1 ± 0.2
20	6.5 ± 0.2	2.3 ± 0.1	1.7 ± 0.1
30	7.3 ± 0.2	2.4 ± 0.7	1.5 ± 0.1

Т а б л и ц а 5

Вероятность спонтанных излучательных переходов ионов Er^{3+} для разного содержания Er_2S_3 в системе $Ga-Ge-S:Er^{3+}$

Переходы	Содержание Er_2S_3 , мол.%						
	0.49	0.98	1.46	1.94	2.88	3.78	4.64
	Вероятность спонтанных излучательных переходов A_j , s^{-1}						
${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	37233	41130	34118	38198	51858	29788	23199
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	6302	5769	6459	5589	8228	5044	6125
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	2559	2343	2623	2270	3342	2049	2488
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	201	185	205	181	265	159	194
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	333	309	332	316	448	254	315
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	8146	7683	7854	8313	11333	5862	7452
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	412	399	392	427	577	298	358
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	321	308	322	293	425	258	288
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	14	16	13	14	20	12	8
${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	785	752	733	854	1126	534	696
${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	243	223	249	217	318	194	236
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	815	786	815	746	1079	657	719
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	98	92	98	90	130	77	91

Т а б л и ц а 6

Вероятность спонтанных излучательных переходов ионов Er^{3+}
в стеклах с разным содержанием Ga_2S_3 в системе Ga-Ge-S:Er^{3+}

Переходы	Содержание Ga_2S_3 , мол. %			
	10	15	20	30
	Вероятность спонтанных излучательных переходов A_j , с^{-1}			
	36355	26995	35014	38667
${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$	4097	8236	6692	5918
${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$	1664	3345	2718	2403
${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$	134	260	212	189
${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$	241	409	341	317
${}^4\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$	6617	9297	7994	7879
${}^4\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$	351	439	399	404
${}^4\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$	230	380	334	309
${}^4\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$	14	9	13	15
${}^4\text{I}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$	701	831	739	771
${}^4\text{I}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$	159	316	258	229
${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$	592	948	844	786
${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$	69	119	101	93

Т а б л и ц а 7

**Силы осцилляторов переходов иона Er^{3+} в оксидных и халькогенидных
(Ga–Ge–S:Er³⁺) стеклах**

S', L', J'	Силы осцилляторов ($f_j, 10^{-6}$) в стеклах			
	Фосфатные	Германатные	Теллуритные	Ga–Ge–S:Er ³⁺
	[24]			данные авторов
${}^4I_{11/2}$	0.35	0.27	0.36	1.27
${}^4I_{9/2}$	0.40	0.17	0.32	1.21
${}^4F_{9/2}$	1.55	0.07	1.34	4.63
${}^4S_{3/2}$	0.23	0.12	0.24	0.74
${}^2H_{11/2}$	5.96	6.45	5.33	16.83
n	1.50	1.66	2.15	2.4
$\Omega_2, 10^{-20} \text{cm}^2$	5.01	6.33	4.61	7.0
$\Omega_4, 10^{-20} \text{cm}^2$	2.20	0.93	1.74	2.7
$\Omega_6, 10^{-20} \text{cm}^2$	0.86	0.46	0.91	1.4

Т а б л и ц а 8

Вероятности спонтанных излучательных переходов иона Er^{3+} в оксидных и халькогенидных (Ga-Ge-S:Er^{3+}) стеклах

Переходы	Вероятность спонтанных излучательных переходов A_j , с^{-1}			
	Фосфатные	Германатные	Теллуритные	Ga-Ge-S:Er^{3+}
	[24]			данные авторов
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	107	104	377	746
${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	68	55	239	561

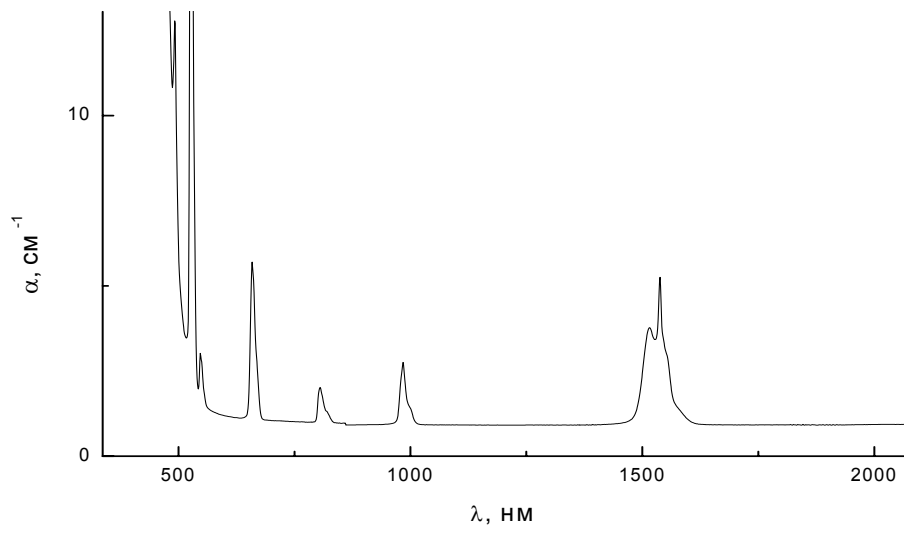


Рис.1

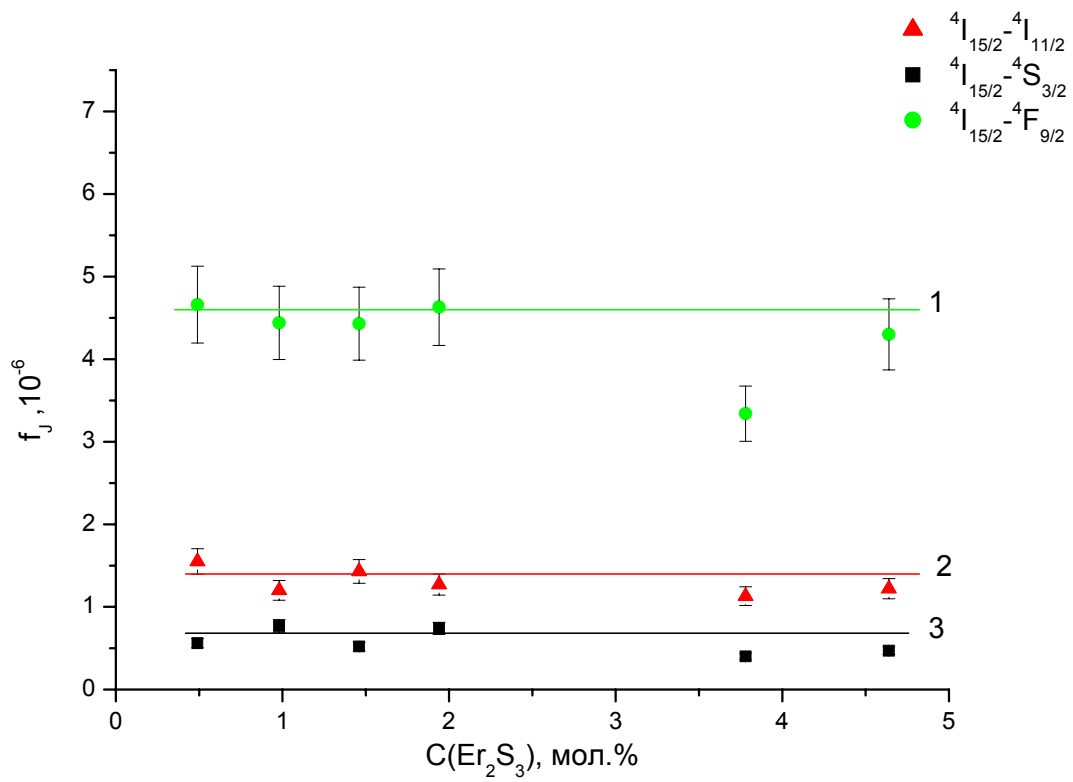


Рис.2

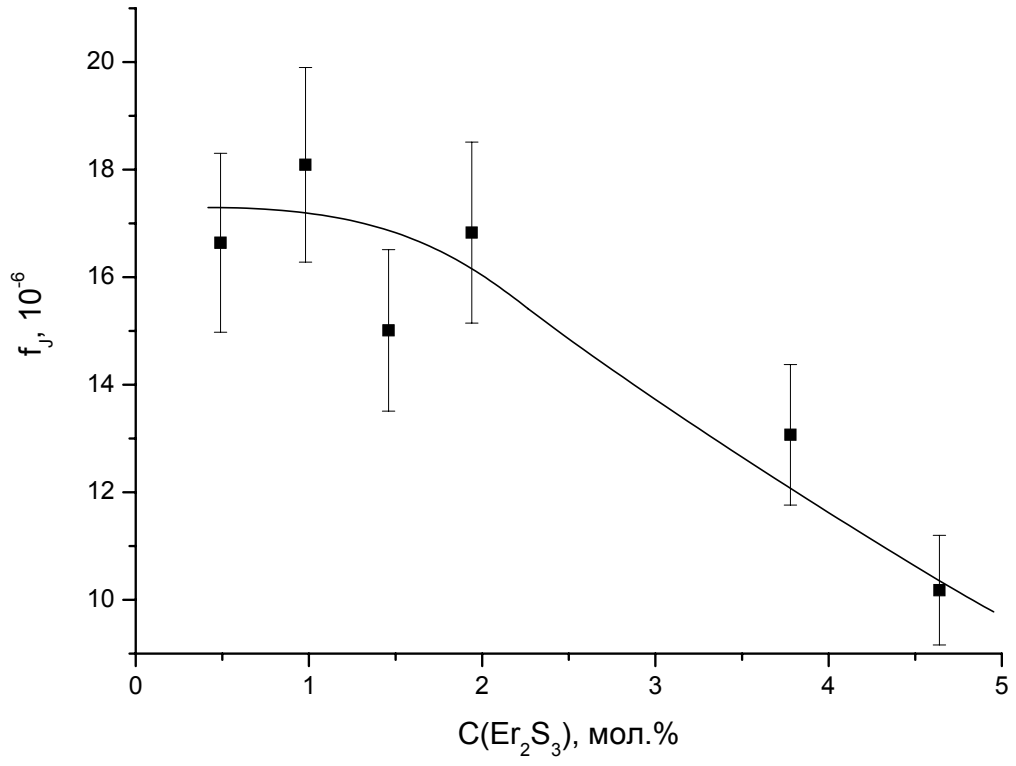


Рис. 3

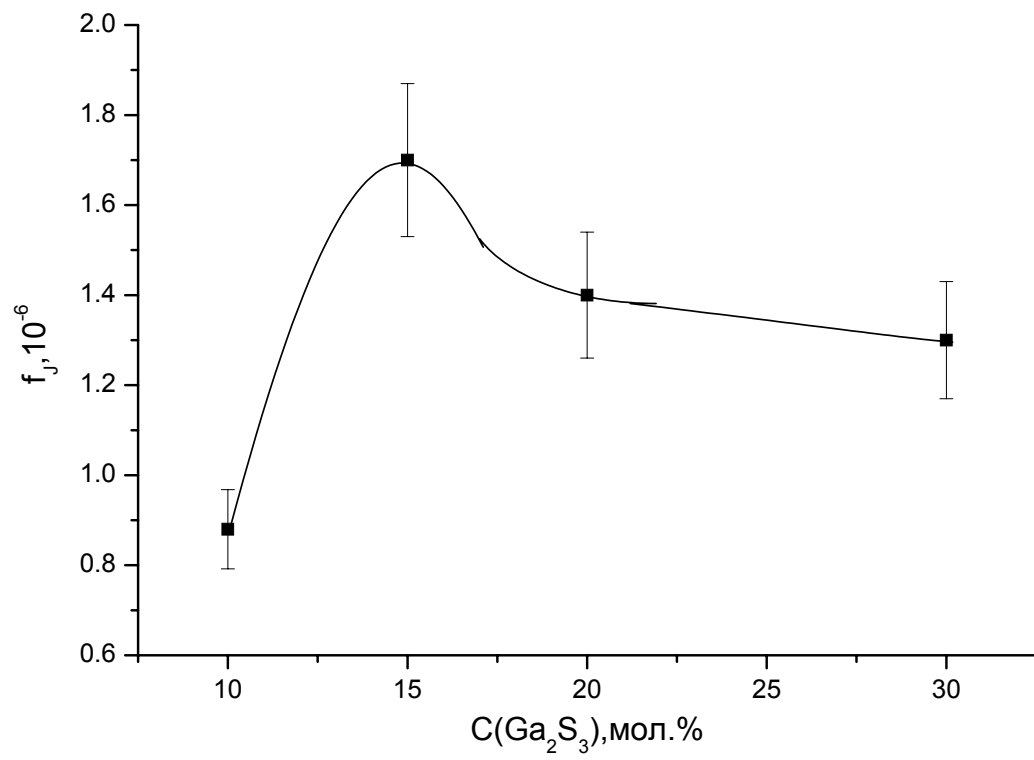


Рис.4

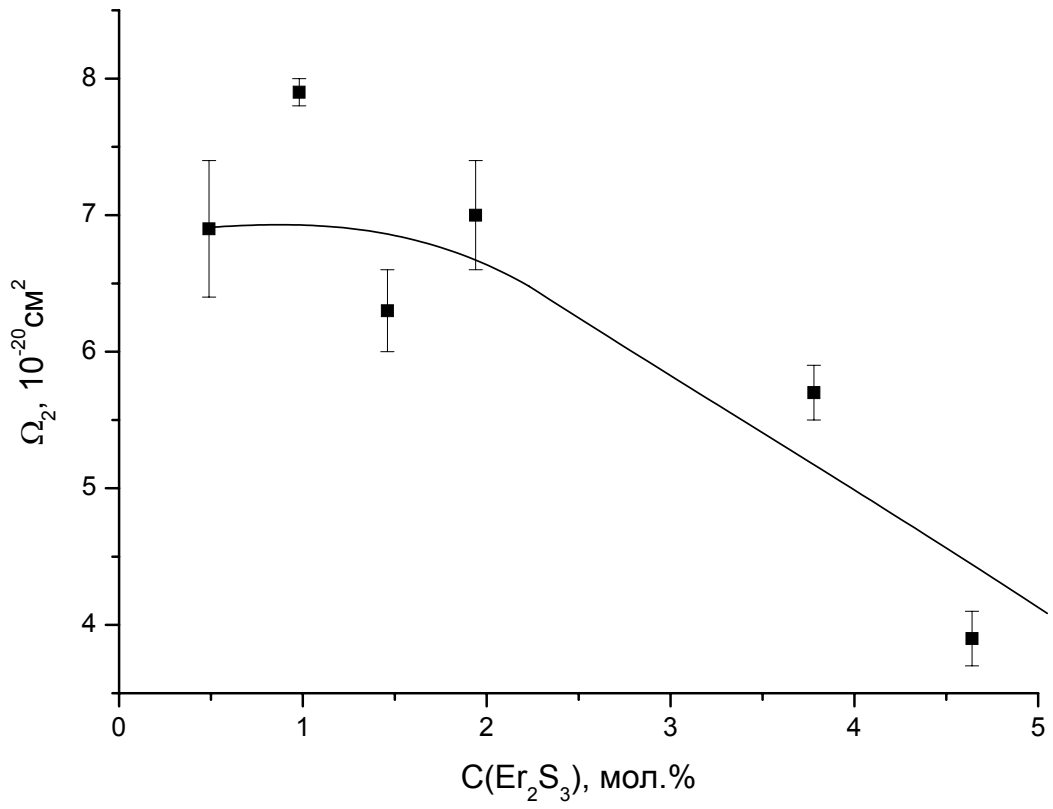


Рис.5

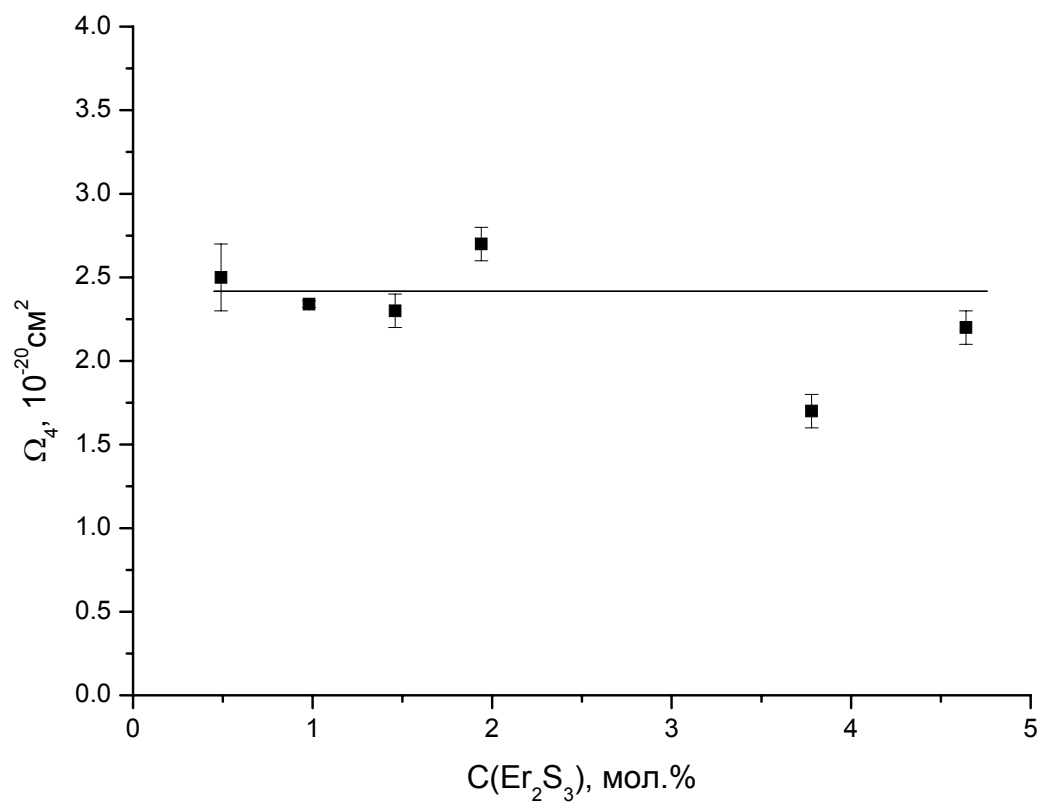


Рис.6

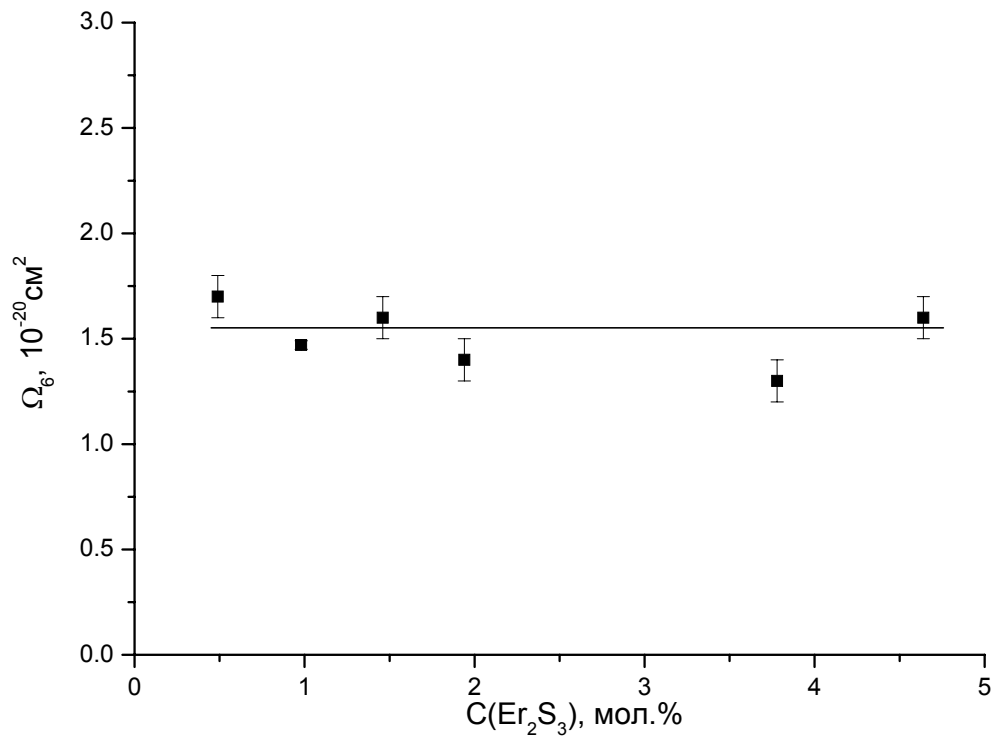


Рис. 7

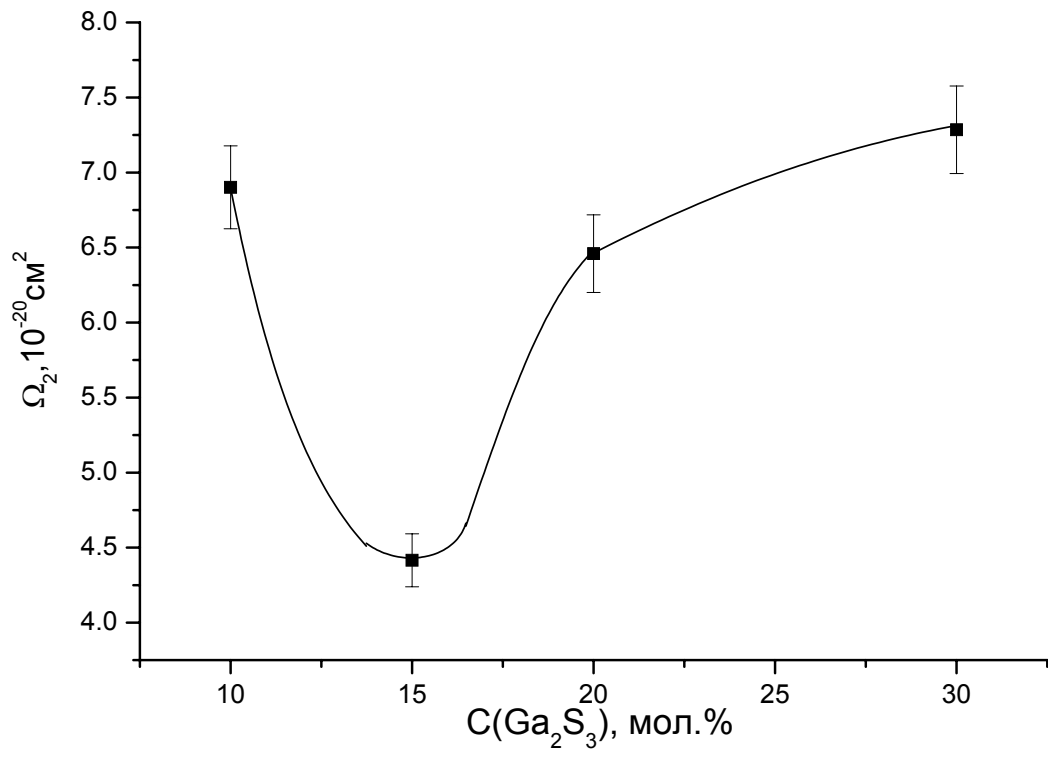


Рис.8

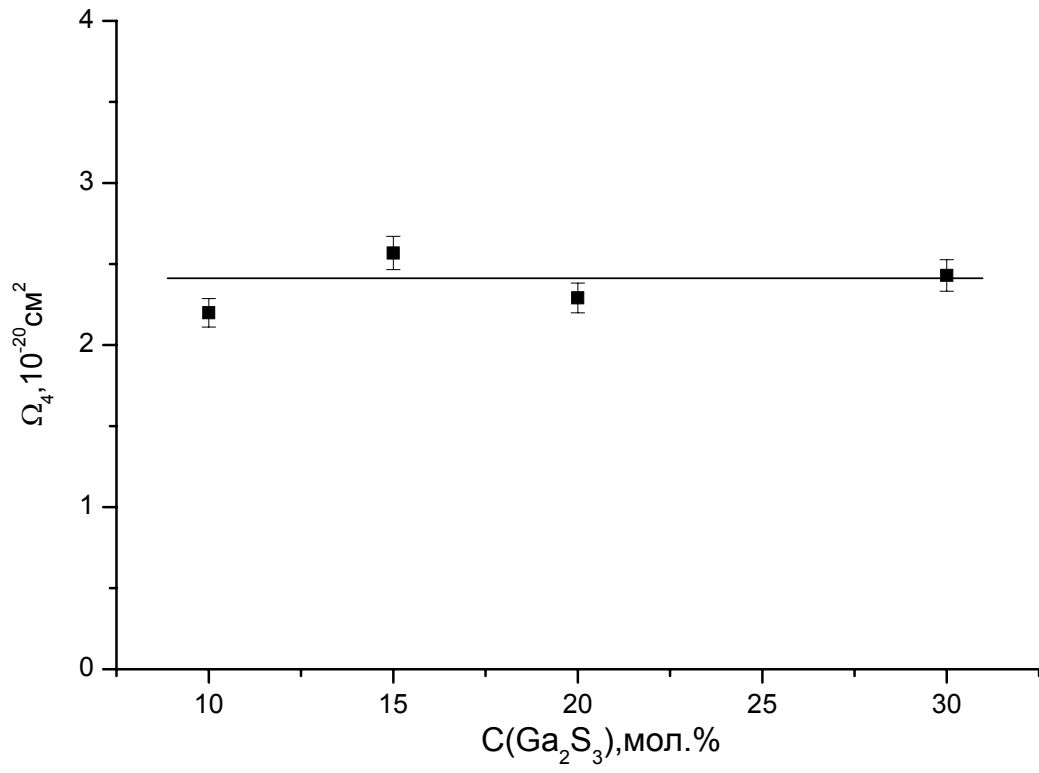


Рис.9

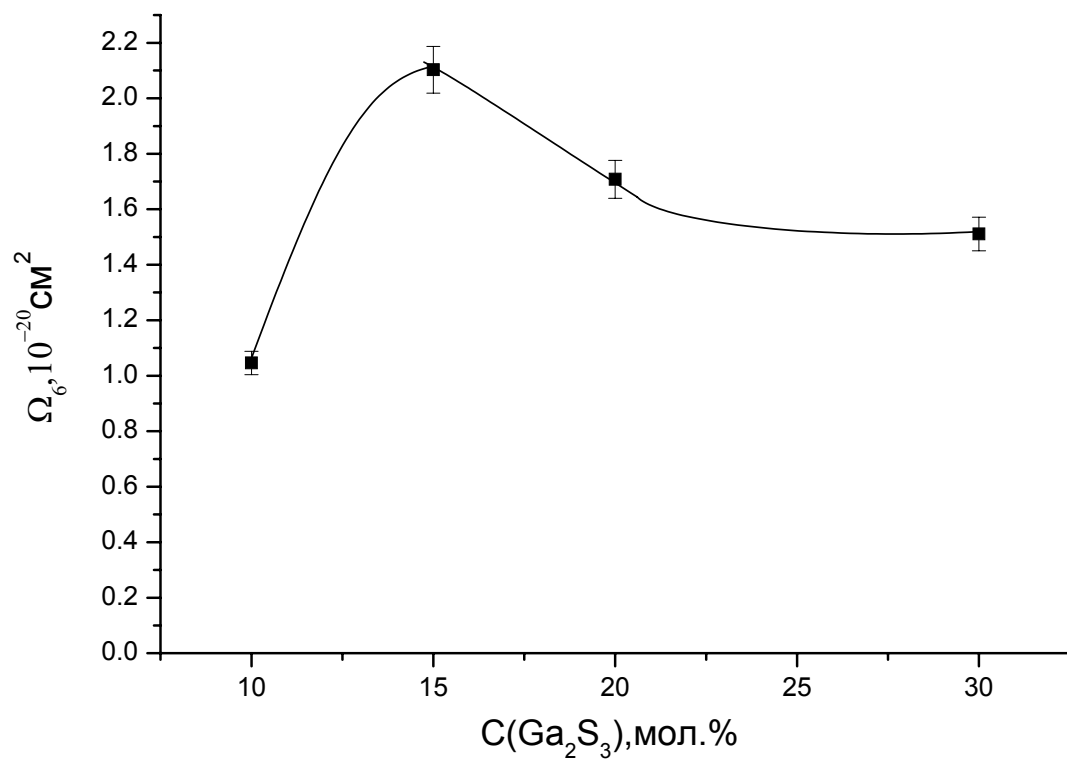


Рис.10

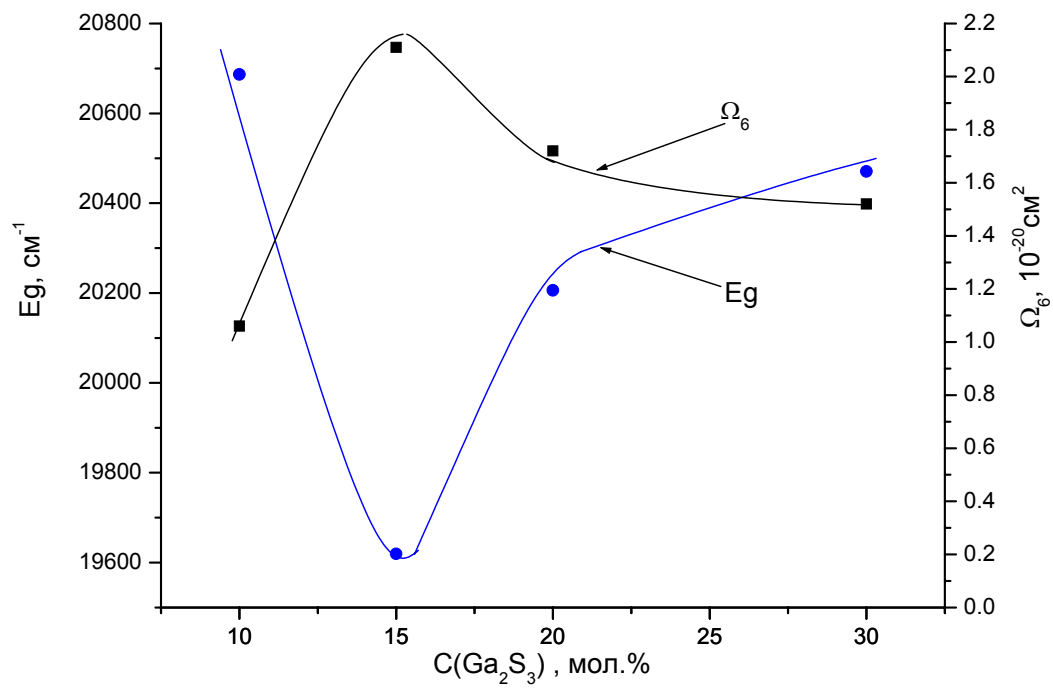


Рис.11

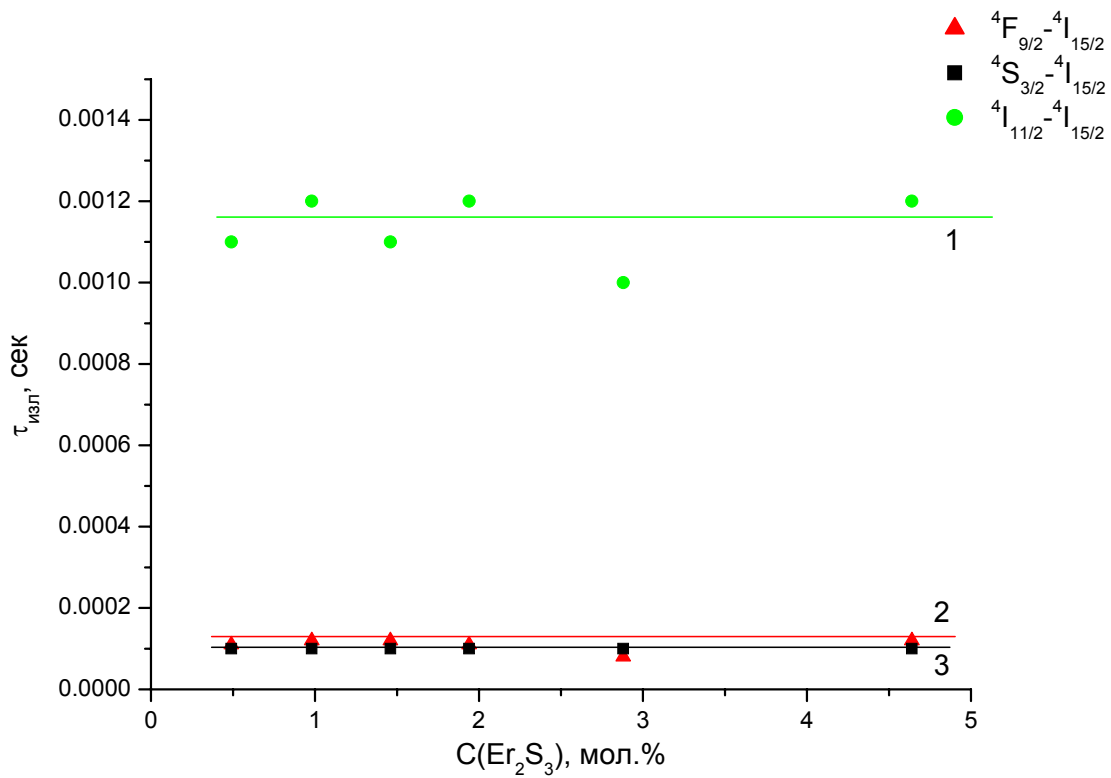


Рис.12