
УДК 541.123.546.2183

ОСОБЕННОСТИ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ФЛУКТУАЦИЯХ ПЛОТНОСТИ СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО CO₂ В УСЛОВИЯХ БЫСТРОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

¹Д.А. Зимняков*, ²А.П. Свиридов, ²А.Н. Коновалов,
²В.Н. Баграташвили

¹Саратовский государственный университет, г. Саратов, Россия

²Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
г. Троицк Московской обл., Россия

*zimnykov@sgu.ru

Поступила в редакцию 26.11.2007 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований статического и динамического рассеяния лазерного излучения в сверхкритическом CO₂ в условиях перехода «сверхкритическая среда — газ» при скоростях охлаждения $4 \cdot 10^{-4}$ град/с. Установлено, что при изменении критического параметра в интервале $0 < |T/T_c - 1| \leq 5 \cdot 10^{-5}$ угловое распределение интенсивности и спектральный момент первого порядка флуктуаций интенсивности рассеянного вперед излучения меняются незначительно. При возрастании критического параметра в области $|T/T_c - 1| > 5 \cdot 10^{-5}$ интенсивность рассеяния резко убывает, в то время как полуширина углового распределения и первый спектральный момент флуктуаций интенсивности резко возрастают. Подобное поведение позволяет предположить существование «метастабильной» системы рассеивающих центров вблизи критической точки со слабо изменяющимся характерным размером.

Ключевые слова: рассеяние, сверхкритические среды, флуктуации интенсивности, анизотропия рассеяния.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из традиционных подходов к исследованиям свойств сверхкритических сред (СКС) в условиях фазового перехода «газ — СКС» является анализ характеристик рассеяния света исследуемой средой как нестационарной неупорядоченной системой рассеивающих центров, роль которых играют флуктуации плотности среды. Начиная с классических работ по критической опалесценции жидкостей [1 — 3], к настоящему времени проведено огромное число теоретических и экспериментальных исследований, посвященных различным аспектам явлений статического и динамического рассеяния в СКС зондирующего излучения видимого и ближнего ИК диапазонов. Анализ зависимостей статистических моментов угловых и временных флуктуаций лазерного излучения, рассеянного зондируемой средой, от параметра $\tau = |T/T_c - 1|$ (где T — текущая температура среды, T_c — критическая температура) позволяет количественно охарактеризовать эволюцию ансамбля локальных неоднородностей — пространственно-временных флуктуаций плотности в процессе фазового перехода. Одним из общепринятых в настоящее время (см., например, [4]) подходов к описанию взаимосвязи структурно-временных параметров флуктуаций плотности и транспортных характеристи-

стик сверхкритической среды, контролирующих распространение зондирующего излучения, является применение формализма теории переноса излучения в случайно-неоднородных средах. В рамках данного подхода анализируются зависимости транспортной длины l^* (характерного масштаба, на котором происходит стохастизация направления распространения зондирующего излучения), длины рассеяния l (характерного расстояния между рассеивающими центрами), параметра анизотропии рассеяния g (среднего косинуса угла рассеяния) от параметра τ . При исследованиях временных флюктуаций интенсивности излучения, рассеянного сверхкритической средой, также анализируется время корреляции флюктуаций интенсивности t_c в режиме однократного рассеяния. Величина t_c определяется подвижностью или временем существования рассеивающих центров, длиной волны зондирующего излучения и геометрией рассеяния. В режиме многократного рассеяния время корреляции флюктуаций интенсивности определяется значением t_c , усредненным по всем возможным ориентациям вектора рассеяния, и средней кратностью рассеяния зондирующего излучения для заданных условий зондирования среды и детектирования рассеянного излучения.

Теоретический анализ зависимостей $l^*(\tau)$, $l(\tau)$ и $g(\tau)$ в рамках диффузационного приближения теории переноса излучения [4] позволяет выявить следующие универсальные закономерности в поведении транспортных характеристик сверхкритической среды в условиях $\tau \rightarrow 0$: транспортная длина вблизи критической точки остается практически постоянной, а длина рассеяния медленно убывает с уменьшением τ (в частности, для бинарной смеси анилин — циклогексан l убывает приблизительно в 2,5 раза при изменении τ на два порядка [4]); при этом параметр анизотропии рассеяния асимптотически стремится к 1, медленно насыщаясь. Подобное поведение связано с возрастанием безразмерного параметра $k\xi$ (где k — волновое число зондирующего излучения, ξ — радиус корреляции флюктуаций плотности в среде), в частности, при $k\xi \rightarrow \infty$ ожидаемое предельное значение g равно 0,978 [4].

Следует отметить, что в основном приводимые в литературе теоретические и экспериментальные данные о транспортных свойствах СКС (в смысле переноса зондирующего излучения в среде) описывают «квазистационарное» поведение системы вблизи критической точки. Существенно нестационарный характер перехода через критическую точку, связанный с конечными значениями скорости нагрева или охлаждения среды, может приводить к определенным особенностям в поведении зависимостей $l^*(\tau)$, $l(\tau)$ и $g(\tau)$ по сравнению с квазистационарным случаем. В связи с этим целью данной работы явились исследования особенностей анизотропного рассеяния зондирующего лазерного излучения в CO₂ в условиях фазового перехода «газ — СКС» при скоростях охлаждения порядка $4 \cdot 10^{-4}$ град/с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследовались статические и динамические характеристики рассеянного излучения He-Ne лазера в условиях перехода «СКС — газ» при скоростях охлаждения зондируемой среды (CO₂) $4 \cdot 10^{-4}$ град/с. Анализировались угловые распределения среднего значения интенсивности рассеянного вперед излучения $I(\theta)$ для углов рассеяния в интервале $1,5^\circ \leq \theta \leq 5,0^\circ$ и спектры флюктуаций интенсивности рассеянного излучения для угла рассеяния $\theta = 5^\circ$. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Значения \bar{I} для различных углов рассеяния θ регист-

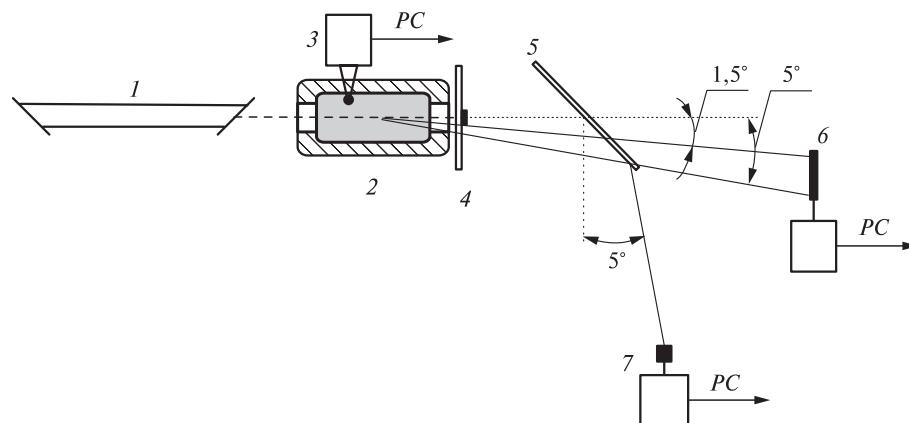


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования характеристик статического и динамического рассеяния зондирующего излучения сверхкритическим CO_2 в области малых углов рассеяния

1 — Не-Не лазер ($\lambda = 632,8$ нм, $P = 5$ мВт, линейная поляризация); 2 — кювета со сверхкритическим CO_2 ; 3 — датчик температуры; 4 — пространственный фильтр; 5 — светофильтр; 6 — ПЗС-приемник для регистрации угловых распределений интенсивности рассеянного излучения; 7 — фотодиод для регистрации флуктуаций интенсивности рассеянного излучения

рировались с помощью линейного ПЗС-приемника (6) (число пикселей 3700, размер пикселя 8 мкм, используемая в эксперименте частота выборки кадров 100 Гц). Регистрация флуктуаций интенсивности в зоне малоуглового рассеяния осуществлялась с помощью фотоприемника ФД-256 (7) с последующим усилением фотоэлектрического сигнала и преобразованием его с помощью 12-разрядного АЦП. Расстояние между кюветой с зондируемой средой и фотоприемниками составляло 500 мм. В ходе эксперимента проходящая через кювету (2) (не рассеянная) составляющая лазерного излучения блокировалась с помощью пространственно-го фильтра (4) (непрозрачного экрана с диаметром, равным диаметру лазерного пучка на выходном окне кюветы). Кювета располагалась относительно зондирующего пучка таким образом, чтобы при $T < T_c$ (существование в кювете жидкой и газообразной фаз, разделенных мениском) пучок проходил в жидкой фазе. Кювета была изготовлена из нержавеющей стали. Внутренний диаметр кюветы — 10 мм, внешний диаметр — 50 мм, длина — 10 мм. Кювета имела и кварцевые окна толщиной 10 мм, герметично прижатые с помощью фланцев к обоим торцам кюветы. Кювета помещалась в термостат, выполненный из алюминия, с внешним диаметром 100 мм. В ходе эксперимента осуществлялся непрерывный контроль температуры термостата с помощью термостабилизатора, управляемого компьютером. Термостабилизатор позволял устанавливать и поддерживать температуру с точностью не хуже 10^{-4} град. После нагрева кюветы до заданного уровня установочное значение температуры понижалось на 150 мК и кювета самопроизвольно охлаждалась в течение примерно 7–8 мин, на протяжении которых записывались температура, сигналы с фотоприемника и ПЗС-линейки. Оценка градиента температуры в стенках кюветы, исходя из скорости остывания, дает величину примерно 0,5 К/м, а градиент температуры в жидкой фазе вблизи кюветы можно оценить через отношение коэффициентов температуропроводности алюминия и CO_2 вблизи критической точки. Это дает величину примерно 50 ± 100 К/м. Таким образом, условия наших экспериментов являются заметно нестационарными.

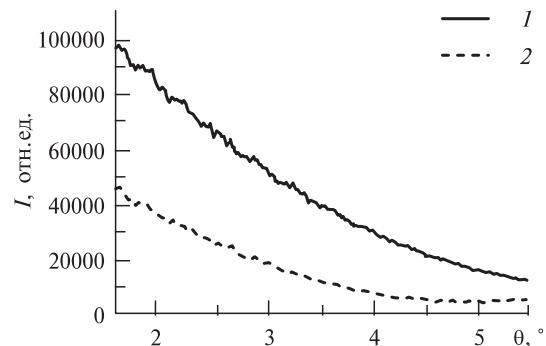


Рис. 2. Типичные угловые распределения интенсивности вблизи критической точки в области малых углов рассеяния:
1 — $\tau \approx 1,97 \cdot 10^{-5}$ (рассеяние в жидкой фазе, $T < T_c$); 2 — $\tau \approx 7,9 \cdot 10^{-5}$ (рассеяние в газообразной фазе, $T > T_c$)

На рис. 2 приведены типичные угловые распределения $\bar{I}(\theta)$ при малоугловом рассеянии лазерного излучения газообразным ($T > T_c$) и жидким ($T < T_c$) CO₂. Спекл-шум в исходных данных, получаемых с помощью ПЗС-линейки, минимизировался путем сглаживания с использованием процедуры нахождения скользящего среднего с гауссовым окном, ширина которого по меньшей мере в 10 раз превышала средний размер спеклов на ПЗС-линейке.

По полученным экспериментальным данным строились приведенные на рис. 3 и 4 зависимости отношения средних значений интенсивности для углов рассеяния $\theta = 1,5^\circ$ и $\theta = 5,0^\circ$, нормированного значения интегральной интенсивности $I_\Sigma(\tau)/I_\Sigma(0)$

$$I_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ} \quad \text{и спектрально-} \\ \text{в интервале углов рассеяния } 1,5^\circ \leq \theta \leq 5,0^\circ \quad (I_\Sigma(\tau) = \int_{1,5^\circ}^{5,0^\circ} \bar{I}_\tau(\theta) \sin \theta d\theta)$$

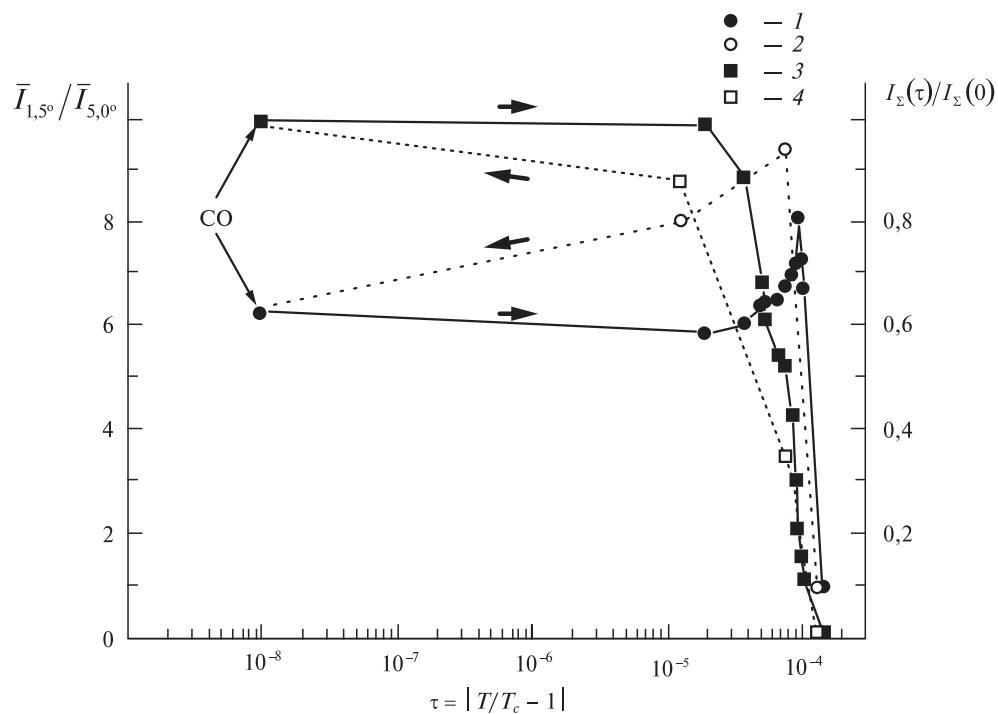


Рис. 3. Полученные в эксперименте значения $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ}$ (1, 2) и $I_\Sigma(\tau)/I_\Sigma(0)$ (3, 4) в зависимости от параметра $\tau = |T/T_c - 1|$:

1, 3 — рассеяние в жидкой фазе ($T < T_c$); 2, 4 — рассеяние в газообразной фазе ($T > T_c$)

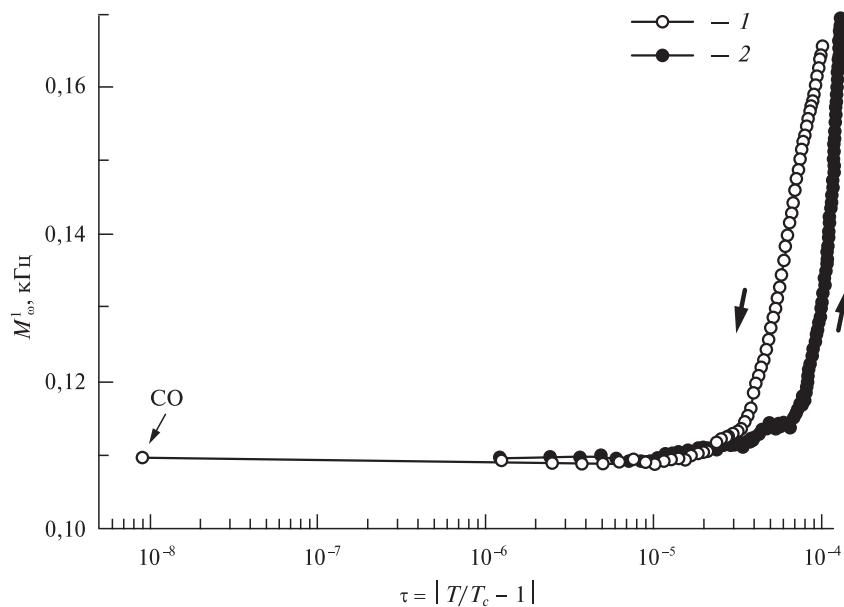


Рис. 4. Полученные в эксперименте значения M_{ω}^1 в зависимости от параметра $\tau = |T/T_c - 1|$: 1 — рассеяние в газообразной фазе ($T > T_c$); 2 — рассеяние в жидкой фазе ($T < T_c$). Стрелками показана эволюция характеристики рассеяния в области малых углов рассеяния в процессе быстрого охлаждения зондируемой среды

го момента первого порядка флуктуаций интенсивности $M_{\omega}^1 = \int_0^{\infty} \omega \tilde{S}(\omega) d\omega$ ($\tilde{S}(\omega)$ —

нормированная спектральная плотность флуктуаций интенсивности) от параметра τ (значение критической температуры T_c для исследуемой среды принято равным 303,966 K, что соответствует наблюдаемому максимуму критической опалесценции; так как точность удержания температуры системы составляла 10^{-4} град, то значение параметра τ для точки CO, соответствующей максимуму критической опалесценции, принято равным 10^{-8}). Известно, что при приближении к критической точке многие физические параметры среды имеют сингулярное поведение при $\tau \rightarrow 0$, что выражается в различных степенных зависимостях вида τ^{-p} , которые на графиках удобно отображать в полулогарифмическом масштабе. В связи с этим в приведенных результатах зависимости отображались также в полулогарифмическом масштабе.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Характерной особенностью полученных в эксперименте зависимостей $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ} = f_1(\tau)$ и $M_{\omega}^1 = f_2(\tau)$ являются незначительные изменения отношения интенсивностей $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ}$ и спектрального момента M_{ω}^1 вблизи критической точки $T = T_c$. Значение $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ}$, характеризующее анизотропию углового распределения интенсивности рассеянного излучения, в интервале $0 < \tau \leq 5 \cdot 10^{-5}$, соответствующем существованию в кювете как газообразной, так и жидкой фазы ($T < T_c$), незначительно возрастает по мере увеличения τ . При $\tau > 5 \cdot 10^{-5}$ скорость возрастания

отношения $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ}$ с ростом τ увеличивается и данная величина принимает максимальное значение при $\tau \approx 1 \cdot 10^{-4}$. При дальнейшем убывании температуры среды отношение интенсивностей $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ}$ резко убывает (рис. 3). Аналогичным образом значение M_ω^1 резко уменьшается по мере приближения к критической точке, но в интервале $0 \leq \tau \leq 3 \cdot 10^{-5}$ (как в области $T < T_c$, так и в области $T > T_c$) меняется незначительно. Значение $I_\Sigma(\tau)/I_\Sigma(0)$, характеризующее критическую опалесценцию в малоугловой области, также весьма чувствительно к изменению параметра τ вдали от критической точки ($\tau > 2 \cdot 10^{-5}$), но стабилизируется по мере приближения к критической точке, стремясь к 1 (рис. 3).

В соответствии с современными представлениями о механизме рассеяния ко-гентного излучения на флюктуациях плотности вблизи критической точки [4], угловые и спектральные зависимости интенсивности рассеянного излучения контролируются двумя конкурирующими процессами: увеличением анизотропии рассеяния вследствие роста корреляционного радиуса ξ флюктуаций плотности (т. е. увеличения характерного размера центров рассеяния) при убывании параметра τ и одновременным увеличением кратности рассеяния вследствие убывания длины рассеяния l зондирующего излучения в среде (это обусловлено одновременным возрастанием эффективного значения сечения рассеяния флюктуаций плотности с ростом ξ и увеличением концентрации рассеивающих центров). Теоретический анализ динамического рассеяния лазерного излучения на флюктуациях плотности вблизи критической точки показал, что в случае существенно многократного рассеяния, допускающего описание в рамках диффузационного приближения теории переноса излучения [4], возрастание дифракционного параметра $k\xi$ приводит к резкому возрастанию полуширины спектра флюктуаций интенсивности рассеянного излучения $\Delta\omega$ при $k\xi$, изменяющемся в интервале от 0,1 до 10. Для $k\xi > 10$ имеет место стабилизация полуширины спектра при дальнейшем увеличении дифракционного параметра. Напротив, для режима однократного рассеяния, описываемого в рамках модели Кавасаки [5, 6], имеет место уменьшение $\Delta\omega$ с возрастанием $k\xi$ при $k\xi < 1$ и стабилизация значения полуширины спектра при $k\xi > 1$. Эксперименты по динамическому рассеянию света в смеси анилин — циклогексан вблизи критической точки при $\theta = 60^\circ$ показали существование кроссовера между двумя режимами динамического рассеяния при $\tau_{cr} \approx 0,0001$ [4] (преобладание однократного рассеяния и уменьшение $\Delta\omega$ при уменьшении τ , описываемое в рамках модели Кавасаки, при $\tau > \tau_{cr}$ и возрастание полуширины спектра при $\tau < \tau_{cr}$). Естественно, что значение параметра τ_{cr} , соответствующее кроссоверу, определяется геометрией детектирования рассеянного излучения и толщиной кюветы (в эксперименте со смесью анилин — циклогексан использовалась кювета диаметром 50 мм, что обеспечивало достижение заметного увеличения кратности рассеяния даже при значительном отличии температуры от критической).

Анализ зависимости $M_\omega^1(\tau)$, полученной в нашем эксперименте, позволяет предположить преобладание не многократно рассеянных составляющих в детектируемом оптическом сигнале даже вблизи от критической точки ($\tau < 5 \cdot 10^{-5}$), что обусловлено геометрией эксперимента (детектирование рассеянного вперед излучения в малоугловой области) и используемой толщиной кюветы.

В рамках модели однократного рассеяния монохроматического излучения полидисперской системой сферических рассеивающих центров со средним радиусом

ξ нами были получены зависимости дифракционного параметра $k\xi$ от отношения значений интенсивности $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ}$ при рассеянии света на взвеси капель жидкой фазы (показатель преломления $n_L \approx 1,20$) в газовой фазе ($n_G \approx 1,0$) и на пузырьках газообразной фазы в жидкости (рис. 5). Оценка значений $k\xi$ для жидкого CO₂ вблизи критической точки по величинам $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ}$, измеренным в эксперименте (рис. 3) в рамках модели однократного рассеяния, приводит к несколько парадоксальному выводу о слабой зависимости корреляционного радиуса ξ от температуры среды вблизи критической точки. С другой стороны, небольшое увеличение значений $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ}$ с последующим уменьшением при возрастании τ, приводящее к появлению максимума зависимости $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ} = f_1(\tau)$ при $\tau \approx 1 \cdot 10^{-4}$, может быть интерпретировано как следствие конкуренции двух процессов (сужение углового спектра рассеянного излучения при возрастании $k\xi$ и уширение при возрастании кратности рассеяния), однако заметных проявлений данного эффекта на зависимости $M_\omega^1 = f_2(\tau)$ не наблюдается.

Можно предположить, что в условиях нашего эксперимента (существенно нестационарный переход через критическую точку со скоростью охлаждения порядка $4 \cdot 10^{-4}$ град/с) образующийся в зондируемой жидкой фазе ансамбль динамических центров рассеяния (локальных флуктуаций плотности) характеризуется

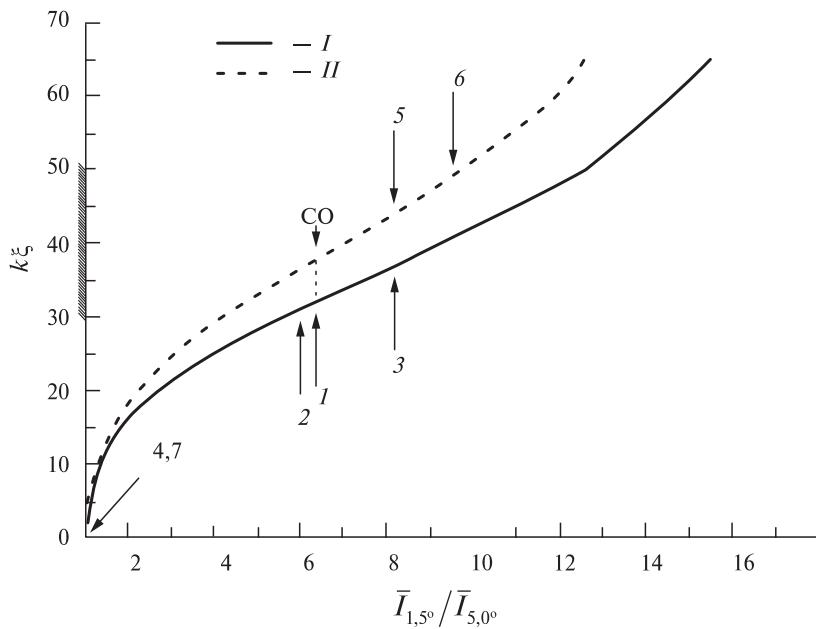


Рис. 5. Взаимосвязь между значениями параметра $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ}$, измеряемого в эксперименте, и дифракционного параметра $k\xi$ рассеивающих центров вблизи критической точки (результаты моделирования). Приближение однократного рассеяния зондирующего излучения неупорядоченной полидисперсной системой диэлектрических сфер с нормальным законом распределения значений радиуса ξ ($\sigma_\xi \approx \langle \xi \rangle / 3$):

I — система пузырьков в жидкой среде; II — система капель в газообразной среде; показатели преломления CO₂ в жидкой и газовой фазах приняты равными соответственно $n_L \approx 1,2$ и $n_G \approx 1,0$. Заштрихован интервал значений $k\xi$, в рамках рассматриваемой модели соответствующий полученным в эксперименте значениям $\bar{I}_{1,5^\circ}/\bar{I}_{5,0^\circ}$ вблизи критической точки. Значения параметра $\tau = |T/T_c - 1|$: 1 — $\approx 1 \cdot 10^{-8}$ (максимум критической опалесценции); 2 — $\approx 2 \cdot 10^{-5}$; 3 — $\approx 9,7 \cdot 10^{-5}$; 4 — $\approx 1,65 \cdot 10^{-4}$; 5 — $\approx 1,4 \cdot 10^{-5}$; 6 — $\approx 7,8 \cdot 10^{-5}$; 7 — $\approx 1,35 \cdot 10^{-4}$ ($1-4$ — $T < T_c$; $5-7$ — $T > T_c$)

Особенности малоуглового рассеяния света на флюктуациях плотности сверхкритического CO₂ в условиях быстрого охлаждения

значением корреляционного радиуса, слабо зависящим от температуры, а эффект резкого возрастания интенсивности рассеяния в интервале $2 \cdot 10^{-5} < \tau < 2 \cdot 10^{-4}$ (критическая опалесценция) обусловлен в основном возрастанием объемной плотности флюктуаций интенсивности (концентрации рассеивающих центров). В области $\tau < 2 \cdot 10^{-5}$ интенсивность рассеяния меняется незначительно, асимптотически стремясь к максимальному значению при $\tau \rightarrow 0$. Данный вывод в определенной степени противоречит представлениям о расходимости корреляционного радиуса флюктуаций плотности при $\tau \rightarrow 0$ (см., например, [2]), однако не следует забывать, что, как правило, подавляющее большинство теоретических и экспериментальных результатов по рассеянию лазерного излучения при критической опалесценции получены в стационарных условиях ($dT/dt \rightarrow 0$) для квазиравновесных систем; для используемых же в данной работе экспериментальных условий (быстрый переход через критическую точку) зондируемая система является существенно неравновесной.

ВЫВОДЫ

Таким образом, в результате проведенных экспериментальных исследований могут быть сделаны следующие выводы.

1. При скоростях охлаждения CO₂ порядка $5 \cdot 10^{-4}$ град/с в области фазового перехода «СКС — газ» ансамбль рассеивающих центров (флюктуаций плотности) характеризуется значениями параметра $k\xi$, приблизительно равными $30 \div 35$; при этом параметр анизотропии рассеяния составляет приблизительно $0,91 \div 0,92$.

2. Анализ спектров флюктуаций интенсивности при рассеянии вперед в малоугловой области показывает, что спектральный момент первого порядка детектируемого излучения несущественно изменяется в области фазового перехода, увеличиваясь по мере удаления от критической точки. Данный результат, равно как и представленный в п. 1, позволяет предположить существование некоторого «метастабильного» ансамбля эффективных рассеивающих центров, в котором характерный размер рассеивателей несущественно меняется при изменении критического параметра. Зарождение подобной метастабильной (по характерному размеру) системы динамических рассеивателей в сверхкритическом CO₂ наблюдается в интервале значений критического параметра $0 < \tau \leq 5 \cdot 10^{-5}$.

3. Методика спектрального или корреляционного анализа пространственно-временных флюктуаций рассеянного вперед спекл-модулированного излучения в малоугловой области может быть рекомендована не только для исследования особенностей поведения простых сверхкритических сред в условиях быстрого нагрева или охлаждения, но также и для исследования более сложных, в том числе гетерогенных, систем на основе сверхкритических сред.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят В. К. Попова, А. О. Рыбалтовского, Ю. С. Заворотного и А. А. Но-вицкого за помощь в проведении экспериментов. Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-01467а и № 07-08-00448).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Von Smoluchowski M. Ann. D. Physik. Bd. 25. Leipzig, 1908. S. 205.
2. Ornstein L.S., Zernike F. Proc. Sec. Sci. Kon. Akad. Wetensch. Vol. 17. Amsterdam, 1914. P. 793.

3. Onsager L. Phys. Rev. 1944. Vol. 65. P. 117.
 4. Иванов Д.Ю. Критическое поведение неидеализированных систем. М.: Физматлит, 2003.
 5. Kawasaki K. Ann. Phys. Vol. 61. New York, 1970. P. 1.
 6. Kawasaki K., Lo S.M. Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29. No. 1. P. 48.
-

SMALL-ANGLE LIGHT SCATTERING ON DENSITY FLUCTUATIONS OF SUPERCRITICAL CARBON DIOXIDE UNDER THE CONDITIONS OF FAST COOLING

¹D.A. Zimnyakov, ²A.P. Sviridov, ²A.N. Konovalov, ²V.N. Bagratashvili

¹Saratov State University, Saratov, Russia

²Institute of Laser and Information Technologies RAS, Troitsk, Moscow Region, Russia

The results of experimental studies of static and dynamic scattering of laser light in CO₂ under the conditions of transition from supercritical to gas phase with the cooling rate $4 \cdot 10^{-4}$ degree/sec are presented. It is found that both angular light distribution and first order spectral momentum of fluctuations of forward scattered light intensity are changed insignificantly when critical parameter of media is changed in the interval $0 < |T/T_c - 1| \leq 5 \cdot 10^{-5}$. The increase of critical parameter $|T/T_c - 1| > 5 \cdot 10^{-5}$ causes the reduction of scattered light intensity and the rise of first order spectral momentum of intensity fluctuations. Such behavior assumes the existence of «metastable» ensemble of slowly changed in size scattered centers.

Key words: scattering, supercritical media, intensity fluctuations, scattering anisotropy.
