

P13-2013-47

Г. М. Арзуманян

МУЛЬТИМОДАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ПЛАТФОРМА
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

Мультимодальная оптическая платформа
для исследования конденсированных сред

Данная публикация посвящена описанию функциональных возможностей и технических характеристик мультимодальной оптической платформы, установленной и запущенной в Объединенном институте ядерных исследований в 2012 г. Эта платформа, под кратким названием «КАРС-микроскоп», была разработана, сконструирована и изготовлена по заказу ОИЯИ в Минске совместным белорусско-японским предприятием «SOLAR ТП» (с мая 2012 г. предприятие переименовано в ООО «Сол инструментс»). Работа «КАРС-микроскопа» базируется на микроскопии и спектроскопии спонтанного комбинационного рассеяния (КР) света (в иностранной литературе используется термин «рамановская» спектроскопия) и его нелинейной модификации — вынужденного когерентного комбинационного рассеяния, получившего название КАРС (когерентное антистоксово рассеяние света).

Работа выполнена в Центре коллективного пользования (ЦКП) «Нанобиофотоника» ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2013

Multimodal Optical Platform
for Condensed Matter Studies

This publication describes the functionality and performance of the multimodal optical platform, installed and launched at the Joint Institute for Nuclear Research in 2012. The platform, called «CARS microscope» for short, was developed, designed and constructed to the order of JINR in Minsk, by the Belarus–Japan joint venture «SOLAR TP» (in May 2012 the company was renamed into «Sol Instruments»). The main functionality of the platform is based on the microscopy and spectroscopy of spontaneous Raman scattering and its nonlinear modification — stimulated coherent Raman scattering, known as CARS — Coherent Anti-Stokes Raman Scattering.

The investigation has been performed at the Multi Access Centre «Nanobiophotonics», JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2013

ВВЕДЕНИЕ

Наряду с нейтронными и синхротронными исследованиями оптическая спектроскопия и микроскопия имеют свою определенную нишу в изучении свойств, структуры и диагностики конденсированных сред. Значение же оптической диагностики и анализа образцов возрастает по мере развития современных нанотехнологий и соответствующих инновационных разработок.

Открытие когерентных лазерных источников излучения в начале 60-х гг. прошлого века резко стимулировало исследования нелинейно-оптических и резонансных методов анализа веществ. При возбуждении нелинейных сигналов используются высокоинтенсивные пико- или фемтосекундные лазеры, которые могут инициировать одновременно несколько нелинейно-оптических явлений. К ним, в частности, относятся двухфотонная (многофотонная) флуоресцентная спектроскопия и микроскопия, анализ вещества, основанный на генерации второй (третьей) гармоники основного лазерного излучения, суммарной или разностной частоты, а также четырехволнового смещения, включая колебательную КАРС-спектроскопию (когерентное антистоксово рассеяние света). Поскольку упомянутые разновидности микроскопии основаны на различных нелинейных явлениях, они несут различную информацию об исследуемом объекте и дополняют друг друга. В то же время спектроскопия, основанная на спонтанном комбинационном рассеянии (КР), все еще широко распространена во всем мире как эффективный инструмент селективного анализа и записи изображений исследуемого вещества.

КРАТКИЙ ОБЗОР КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Комбинационное рассеяние света было открыто известными отечественными учеными Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом в 1928 г. при исследовании рассеяния света в кристаллах [1, 2] и одновременно индийскими учеными Ч. В. Раманом (C. V. Raman) и К. С. Кришнаном (K. S. Krishnan) при исследовании рассеяния света в жидкостях [3, 4]. За это открытие в 1930 г. профессору Раману была присуждена Нобелевская премия по физике.

Этот метод оптической спектроскопии изучает механизм взаимодействия монохроматического излучения с веществом, при котором наблюдается изме-

нение энергии рассеянного излучения по сравнению с энергией падающего на исследуемый объект (возбуждающего) излучения. КР света обусловлено неупругими столкновениями фотонов с молекулами, в ходе которых они обмениваются энергией и часть падающего света переизлучается в рассеянные частоты, определяемые внутренними молекулярными связями исследуемого образца. Таким образом, в отличие от рэлеевского — упругого рассеяния света, при КР в спектре рассеянного излучения наблюдаются новые спектральные линии, отсутствующие в линейчатом спектре возбуждающего света и представляющие собой комбинации частот падающего излучения и собственных частот (колебательных и вращательных) молекулы — отсюда и название комбинационное рассеяние. Колебательные спектры являются чрезвычайно специфическими и чувствительными характеристиками молекул, поэтому их широко применяют в химических исследованиях. Достоинство метода колебательной спектроскопии — это возможность его использования для исследования практически любого вещества в любом агрегатном состоянии (газообразном, жидком или твердом), в том числе кристаллов и аморфных тел. При этом для получения колебательных спектров достаточно очень малого количества исследуемого материала (в зависимости от типа и чувствительности спектрометра, вплоть до нескольких миллиграммов).

На рис. 1 представлена энергетическая диаграмма упругого и неупругого взаимодействий фотонов с веществом. Молекула, находящаяся в невозбужденном состоянии с энергией E_0 , под действием кванта света с энергией $h\nu_0$ возбуждается в промежуточное (виртуальное) состояние, откуда может вернуться либо в исходное состояние, испустив квант $h\nu_0$ (рэлеевское рассеяние), либо перейти на один из колебательных (или вращательных) подуровней, например E_1 , испустив квант с частотой $h(\nu_0 - \nu_1)$. Это приводит

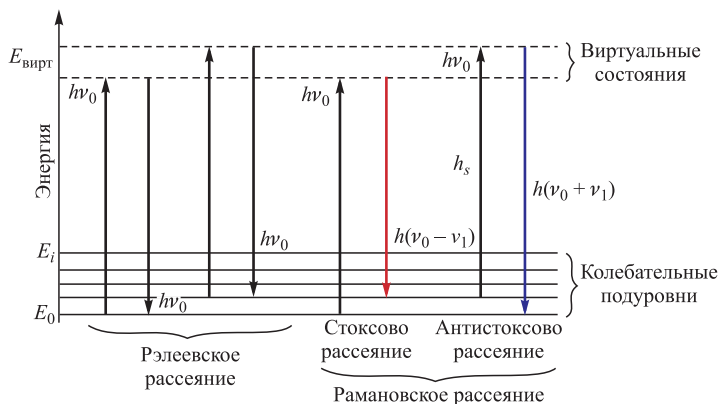


Рис. 1. Энергетическая диаграмма рэлеевского и комбинационного (рамановского) рассеяния

к появлению в спектре рассеянного излучения новых линий. Если при рассеянии частота света уменьшается, то такой процесс называется «стоксово рассеяние». Если, наоборот, частота рассеянного света больше, то такой процесс называется «антистоксово рассеяние» [5]. Количество и расположение (частотные сдвиги) появляющихся линий, называемых комбинационными линиями или рамановскими сдвигами, определяется в основном молекулярным строением вещества или, иными словами, структурными характеристиками его химических связей. Именно поэтому спектроскопия КР представляет собой химически высокоизбирательный аналитический метод, часто называемый «молекулярным отпечатком» («molecular fingerprint») вещества. Сдвиги рассеянных частот принято обозначать в волновых числах с единицей измерения см^{-1} . В основном эти сдвиги находятся в интервале приблизительно от 10 до 4000 см^{-1} и совпадают с частотами молекул, наблюдаемыми в ИК-спектрах поглощения.

Для преобразования между длиной волны и волновым числом рамановского сдвига в спектре комбинационного рассеяния используется следующая формула:

$$\Delta\nu = (1/\lambda_{\text{пад}}) - (1/\lambda_{\text{расс}}).$$

Отметим, что сами сдвиги частот не зависят от длины волны возбуждающего излучения, а определяются только рассеивающим веществом, т. е. характеризуют его состав и структуру. В спектроскопии КР часто используются непрерывные лазеры, генерирующие излучение в видимом или ближнем ИК-диапазонах.

Механизм КР света связан со следующим: при взаимодействии излучения с веществом фотоны взаимодействуют с электронным облаком и внутренними связями молекул, тем самым приводя к изменению поляризуемости молекул за счет колебаний ядерного скелета молекулы. При этом существенна именно способность молекулы к изменению своей поляризации (степень деформации электронного облака). Колебание будет активно в комбинационном рассеянии, если при колебании меняется хотя бы одна из компонент поляризуемости [6].

Сегодня КР света продолжает широко применяться в различных областях науки (химия, физика, биология, материаловедение и др.) как аналитический метод при исследовании широкого класса материалов: кристаллов, жидкостей, газов, гелей, порошков, биологических образцов и др. (см. [7] и ссылки в ней). К другим преимуществам КР следует отнести его неразрушающий характер, низкие требования к подготовке образцов, проведение измерений без использования флуоресцирующих меток, относительно высокое пространственное разрешение ($< 1 \text{ мкм}$), высоко- и низкотемпературные измерения, измерения при различных давлениях и других внешних воздействиях. В то же время интенсивность линий КР обычно достаточно сла-

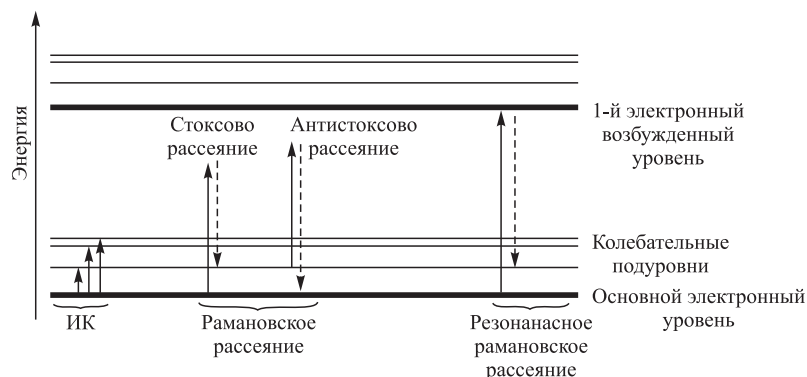


Рис. 2. Энергетическая диаграмма резонансного комбинационного рассеяния

бая и составляет всего 10^{-6} – 10^{-7} интенсивности возбуждающего излучения. С целью увеличения чувствительности метода комбинационного рассеяния применяются различные его модификации, в частности, резонансно усиленное КР (RRS — Resonance Raman Scattering), поверхностно усиленное КР (SERS — Surface Enhanced Raman Scattering) и др. [8–10]. В первом случае частота лазерного излучения подбирается в соответствии с электронными переходами в молекуле, которые отвечают возбужденным электронным состояниям (рис. 2).

Вблизи резонанса вероятность перехода увеличивается, что позволяет получить более высокую интенсивность рассеяния при отсутствии нежелательных флуоресцентных помех, частота которых ниже частоты возбуждающего излучения.

Во втором случае исследуемые молекулы (в частности, биомолекулы) сорбируются на поверхности металла (серебра, золота, меди) и оказываются в очень сильном электромагнитном поле. Такое поле возникает за счет возбуждения электронов металла в особое состояние — поверхностный плазмонный резонанс. Усиление КР обычно может достигать 10^4 – 10^6 раз.

Другим методом резонансного усиления КР света является КАРС-спектроскопия, которая впервые была экспериментально и теоретически описана в работе П. Мэйкера (P. Maker) и Р. Терхьюна (R. Terhune) в 1965 г. [11]. В этой пионерской работе по КАРС авторы направляли гигантские импульсы рубинового лазера на образцы с целью исследования нелинейно-оптических эффектов, вызванных поляризацией третьего порядка по напряженности электрического поля. Они назвали свою методику просто как «эксперименты по трехволновому смешению». А вот устоявшееся сегодня название КАРС было предложено почти через 10 лет, в 1974 г., в работе [12]. А еще через 8 лет,

в 1982 г., М. Дункан (M. Duncan) с коллегами сообщили о первом экспериментальном КАРС-микроскопе, продемонстрировав возможность получения с его помощью высокоселективных КАРС-изображений [13].

КАРС является нелинейным эффектом третьего порядка, и для его реализации необходимы высокоинтенсивные лазерные импульсы, которые обеспечивают резонансное возбуждение колебательного спектра молекул исследуемого образца. С этой целью обычно используется бигармоническая накачка пикосекундными или фемтосекундными лазерными импульсами, при которой разность частот между двумя волнами можно настроить в точности в соответствии с тем или иным колебательным состоянием молекул анализируемой среды. Обычно эти волны называют волнами накачки (E_H) и Стокса (E_{CT}).

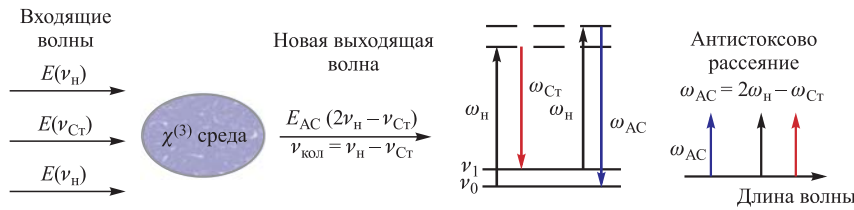


Рис. 3. Диаграмма КАРС-процесса

Кратко рассмотрим механизм формирования КАРС-сигнала (рис. 3). Когда на среду с отличной от нуля нелинейной восприимчивостью третьего порядка $\chi^{(3)}$ падают две синхронизованные во времени и перекрывающиеся в пространстве световые волны — накачки $E(\nu_H)$ с большей частотой и Стокса $E(\nu_{CT})$ с меньшей частотой, они взаимодействуют друг с другом, вызывая биения электромагнитного поля на частоте $\nu_H - \nu_{CT}$. Когда разница этих двух лазерных частот приближается и достигает резонанса с колебательным состоянием определенной химической связи среды $\nu_H - \nu_{CT} = \nu_{кол}$, тогда происходит вынужденное рассеяние второго фотона волны накачки E_H на этом колебательном состоянии с генерацией новой волны $E_{AC}(2\nu_H - \nu_{CT})$, у которой частота больше частоты накачки и частоты Стокса. В отличие от линейного КР, когда свет рассеивается во всех направлениях, КАРС-сигнал сохраняет направление, задаваемое падающими волнами.

Как и в случае спонтанного КР света, КАРС также связан с изменением поляризуемости молекул: под действием лазерного излучения электроны в молекуле смещаются, и она приобретает наведенную поляризацию P , которая описывается следующим материальным уравнением:

$$P = P(E) = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \chi^{(4)}E^4 + \dots, \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля световой волны, а коэффициенты χ — это так называемые оптические восприимчивости среды разного порядка, связанные со строением молекулы и характеризующие способность электронов в молекуле смещаться относительно ядер. Восприимчивости высокого порядка становятся важными, когда пиковые мощности лазерных импульсов высоки. Так, например, в случае КАРС-эффекта (антистоксово рассеяние, АС) $P_{AC} = \chi^{(3)} E_n^2 E_{ct}$, а $I_{AC} \sim I_n^2 \cdot I_{ct} \cdot N^2$, т. е. КАРС-сигнал пропорционален квадрату интенсивности волны накачки и прямо пропорционален интенсивности стоксовой волны, а также квадрату всех вкладов в нелинейную восприимчивость $\chi^{(3)}$, так что $\chi^{(3)}$ включает сумму откликов всех молекул, присутствующих в зоне взаимодействия фокального объема перекрывающихся лазерных лучей. Таким образом, КАРС-сигнал пропорционален квадрату концентрации молекул, вносящих вклад в $\chi^{(3)}$.

Преимущества КАРС-спектроскопии: поскольку антистоксова волна генерируется на более высоких частотах (меньших длинах волн, смещенных в синюю область), то влияние люминесценции здесь практически отсутствует и наиболее ярко проявляются колебательные моды молекул. Кроме того, рассеяние на согласованных по фазе когерентно возбужденных колебаниях (т. е. в генерационном режиме) приводит к значительному росту (на несколько порядков) интенсивности рассеянного света по сравнению со спонтанным комбинационным рассеянием. Как и в обычном КР, в КАРС-спектроскопии также не нужны флуоресцентные метки, а при использовании в качестве накачки лазеров, генерирующих в ближней ИК-области, КАРС является также и неинвазивным методом исследования образцов, в том числе и биологического происхождения.

Отметим также, что КАРС-микроскопия позволяет реализовывать высокоскоростную запись селективных изображений. Все эти преимущества сделали КАРС-спектроскопию и микроскопию весьма перспективным аналитическим методом и инструментом, широко используемым в самых различных областях естественных и прикладных наук.

ОПИСАНИЕ МУЛЬТИМОДАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛАТФОРМЫ, ИНСТАЛЛИРОВАННОЙ В ОИЯИ

На рис. 4 вверху показаны фотографии общего вида «КАРС-микроскопа» с переднего плана (слева) и с тыльной стороны (справа), а ниже представлена блок-схема основных узлов оптической платформы и показан ход лазерных пучков.

Основой оптической платформы служит виброустойчивая плита фирмы STANDA (Литва) модели 1VIS95W — Pneumatic Vibration Isolation Worksta-

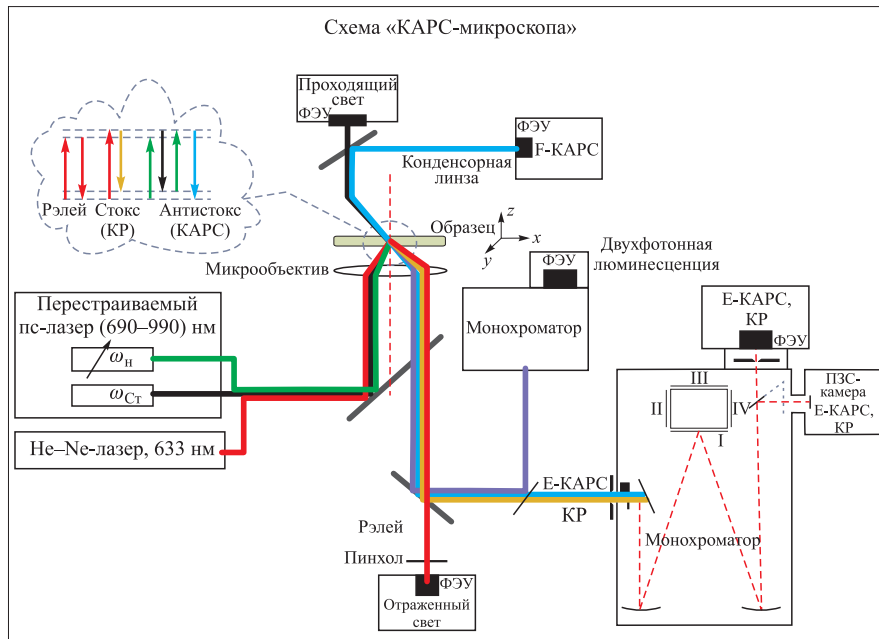


Рис. 4. Фотографии и схема «КАРС-микроскопа»

tion. На этой платформе размещаются все основные оптические и оптико-механические узлы «КАРС-микроскопа».

Как и в любом сканирующем лазерном микроскопе, в «КАРС-микроскопе» регистрируется отклик среды на воздействие лазерного излучения. Лазерное излучение может возбуждать люминесценцию (однофотонную и многофотонную), комбинационное рассеяние, вынужденное рассеяние (КАРС), другие нелинейные эффекты и просто рэлеевское рассеяние.

Для возбуждения КР-сигналов используется газовый He–Ne-лазер (модель Melles Griot 05-LHP-991) с выходной мощностью 10 мВт на длине волны 632,8 нм и расходимостью пучка меньше 1 мрад. А для генерации КАРС-сигналов на платформе установлен твердотельный пикосекундный иттрий-ванадатный лазер ($YVO_4:Nd$) с диодной накачкой, работающий в режиме пассивной синхронизации мод. Лазер разработан и изготовлен литовской фирмой EKSPLA (модель PT257 + SOPO). Выходные параметры лазера: на длине волны 1064 нм длительность импульса 7 пс, средняя мощность 5 Вт, частота повторения импульсов 85 МГц. Для перестройки длины волны излучения с целью резонансной настройки волны накачки на молекулярные колебательные уровни анализируемого образца в данной модели лазера реализована схема внутррезонаторной перестройки длины волны излучения с помощью оптического параметрического генератора (ОПГ), работающего в режиме синхронной накачки (SOPO — *synchronously pumped optical parametric oscillator*). Накачка нелинейного кристалла LBO в ОПГ осуществляется второй гармоникой (532 нм, 6 пс, 2 Вт) основного излучения, а перестройка длины волны происходит за счет изменения температуры кристалла LBO в пределах от 107 до 148 °С (некритичный по температуре фазовый синхронизм). Это обеспечивает перестройку длины волны накачки в широком спектральном диапазоне от 690 до 990 нм. Во всей перестроечной спектральной полосе ширина линии излучения составляет от 5 до 7 см^{-1} с длительностью импульса 5–6 пс при типичных значениях выходной мощности от 50 до 150 мВт при строго фиксированной частоте повторения импульсов 85 МГц, задаваемой лазером накачки. В качестве стокс-волны используется лишь небольшая часть (около 15 %) основного излучения (1064 нм). В резонаторе предусмотрена также контролируемая компьютером оптическая линия задержки, позволяющая с большой точностью синхронизовать и совмещать во времени волну накачки со стоксовой волной.

Как видно из рис. 4, излучение всех лазеров совмещается в пространстве системой зеркал в единый соосный пучок и через управляемый компьютером гальваносканер направляется в инвертированный микроскоп NIKON TE2000S. Однако до гальваносканера в оптической схеме платформы предусмотрены также и поляризационные элементы: полуволновая фазовая пластинка и поляризатор на основной частоте лазера для управления поляризацией стоксовой волны 1064 нм, а также поляризатор ОПГ для выделения и контроля направления линейной поляризации перестраиваемого излучения 690–990 нм. Гальваносканер (X, Y) работает в растровом режиме с достаточно большой скоростью: при сканировании поля 225×225 мкм (объектив 60 \times) с разрешением 1000×1000 точек (пикселей) время получения одного изображения около 3 с. Для фокусировки лазерного излучения на поверхности образца нами используются два микрообъектива, установленных в турели: основной высокоапертурный водоиммерсионный объектив фирмы

Olympus UPLSAPO 60XW (NA-1,2, рабочее расстояние 0,28 мм) и обзорный объектив Olympus UPLFLN 10X2 (NA-0,3, рабочее расстояние 10 мм). Основной объектив дополнительно установлен на пьезоподвижке Z , обеспечивающей сканирование по фокусу в диапазоне 80 мкм с минимальным шагом в 100 нм. Тем самым разработанная оптическая система позволяет сканирование образцов по всем трем координатам, в частности, для построения пространственных 3D-изображений. Пространственное разрешение КР-сигналов с иммерсионным объективом $60\times$ составляет по $XY \sim 300$ нм, по $Z \sim 700$ нм.

Сигналы, генерируемые на образце как в попутном с накачкой направлении — Forward CARS (F-CARS) и прошедший свет (Transmission), так и в обратном направлении — Epi-CARS (E-CARS), КР, отраженный свет на лазерной частоте (Reflected), собираются оптикой, отфильтровываются от иницирующих пучков и направляются в соответствующие каналы регистрации для последующей цифровой обработки и построения изображений.

В отличие от спонтанного комбинационного рассеяния КАРС является параметрическим процессом, т. е. энергия фотонов возбуждающих волн не передается образцу, однако разностная энергия между волной накачки и стоксовой волной переходит в антистоксово поле. В результате КАРС-сигнал может появиться и в том случае, когда в фокальном объеме нет резонансных молекул. Это приводит к так называемому нерезонансному фону, который может существенно ограничить чувствительность измерений [13]. В частности, F-КАРС-сигнал, как правило, сопровождается сильным нерезонансным фоном, который может «оттенить» полезный КАРС-сигнал. Одним из методов подавления нерезонансного фона является поляризационно-чувствительная регистрация антистоксова сигнала. Такая возможность предусмотрена и на нашей оптической платформе. А обратный КАРС-сигнал (E-КАРС) чувствителен к малым объектам, которые меньше длины волны накачки, и, если образец эффективно рассеивает излучения в антистоксову частоту, то F-КАРС-сигнал может рассеиваться и в обратном направлении, формируя достаточно интенсивную E-КАРС-компоненту.

Что касается оптического разделения волн накачки и волны Стокса от КАРС-сигнала, то этот вопрос решается с помощью отрезающих (Edge) фильтров фирмы Semrock (США), установленных в многопозиционной автоматизированной турели. Используемые в «КАРС-микроскопе» Edge-фильтры позволяют нам регистрировать антистоксовы сигналы в спектральном диапазоне $990\text{--}4500\text{ см}^{-1}$, а рамановские сдвиги в диапазоне $75\text{--}6000\text{ см}^{-1}$. Полезный световой сигнал, прошедший через эти фильтры, далее фокусируется с помощью объектива на регулируемом по диаметру конфокальном отверстии (пинhole) и попадает в монохроматор-спектрограф модели MS 5004i (фокусное расстояние 520 нм). Это высокоэффективный спектральный анализатор, оснащенный автоматизированной турелью с четырьмя решетками и двумя вы-

ходами. В качестве входной щели служит конфокальное отверстие. MS 5004i переносит точечное изображение пинхола после спектрального разложения света на выход в виде точечного изображения без искажений с увеличением 1:1 (imaging spectrograph). Для обеспечения требуемой спектральной области и спектрального разрешения в MS 5004i используются три нарезные дифракционные решетки (150, 600 и 1800 штр./мм), а также решетка Эшелле (75 штр./мм), которая обеспечивает сверхвысокое спектральное разрешение на уровне $0,25 \text{ см}^{-1}$ для рамановских сигналов.

Для управления каналами регистрации используется пятиканальный блок регистрации HR110-5. В качестве детекторов в каналах регистрации используются фотоэлектронные умножители и ПЗС-камера (CCD): для регистрации спектров КР и E-КАРС-сигнала используется CCD-камера модели серии HS 101H, производства фирмы PROSCAN (Белоруссия) с матрицей фирмы Hamamatsu (Япония). Основные параметры камеры: матрица — 2048×122 пикселей с размером фоточувствительного элемента $12 \times 12 \text{ мкм}$ и областью спектральной чувствительности от 200 до 1100 нм. Для регистрации проходящего и отраженного сигнала в соответствующих каналах используются ФЭУ модели H6780-01, Hamamatsu, а в люминесцентном и F-КАРС-канале — ФЭУ модели H7844, Hamamatsu.

ПРИМЕРЫ ПЕРВЫХ ТЕСТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В качестве нескольких примеров на рис. 5–8 представлены спектры КР, КАРС-сигналов и 2D-изображений, полученных нами в первых тестовых испытаниях оптической платформы.

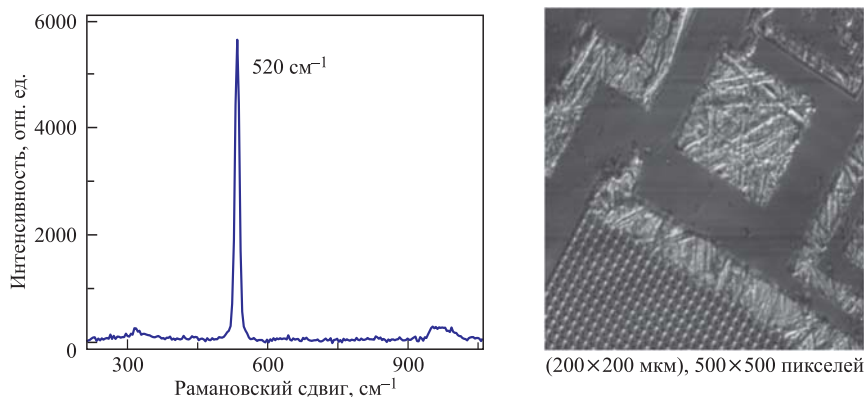


Рис. 5. Слева — спектр КР кремниевой пластины с микрочипом, основной сдвиг на 520 см^{-1} ; справа — 2D-изображение этой же пластины в отраженном канале

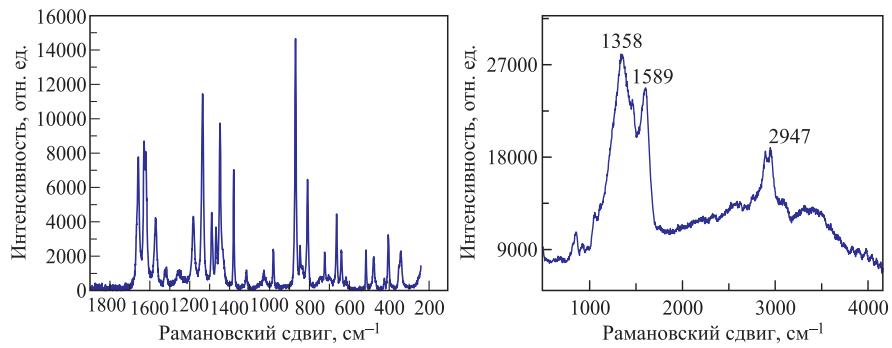


Рис. 6. Слева — спектр КР порошка парацетамола; справа — КР-спектр углеродных микросфер диаметром 4 мкм

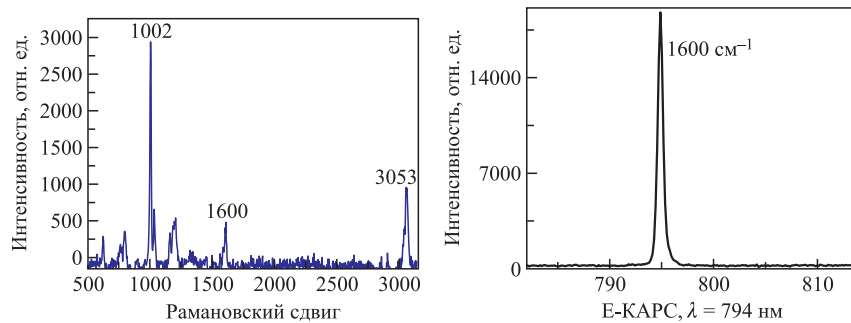


Рис. 7. Слева — спектр КР полистироловых микросфер диаметром 2,8 мкм; справа — КАРС-спектр тех же микросфер на сдвиге 1600 см^{-1}

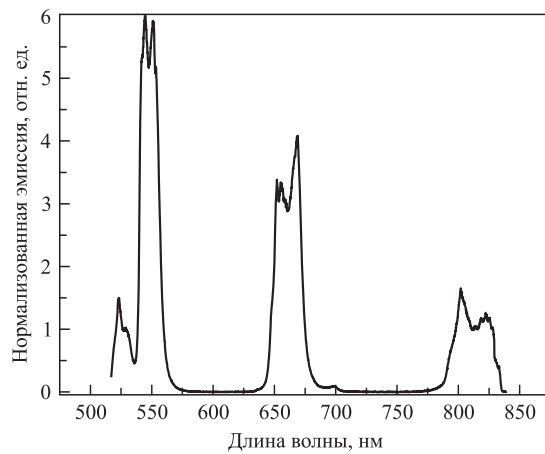


Рис. 8. Спектр ап-конверсионной люминесценции оксифторидного стекла, активированного ионами эрбия

В частности, из рис. 7 видно, что интенсивность КАРС-сигнала на сдвиге 1600 см^{-1} почти в 40 раз превышает тот же рамановский сдвиг в спектре спонтанного КР. В дальнейших наших исследованиях мы получали гораздо более интенсивные КАРС-сигналы по сравнению с их спонтанными аналогами. Это достигалось за счет прецизионной юстировки по пространственному и временному совмещению двух пикосекундных пучков, фокусируемых на исследуемый образец.

Поскольку в «КАРС-микроскопе» предусмотрена система регистрации антистоксовых сигналов, то мы использовали эту возможность для изучения ап-конверсионной люминесценции различных стекол, допированных редкоземельными элементами. На рис. 8 представлен такой спектр для оксифторидного стекла, активированного ионами эрбия. Накачка осуществлялась от нашего пикосекундного лазера на длине волны 980 нм. Исследования в этой области продолжаются, в том числе и с помощью метода малоуглового рассеяния нейтронов для изучения структурных характеристик этих стекломатериалов.

КРАТКОЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время «КАРС-микроскоп» функционирует в полномасштабном мультимодальном режиме, обеспечивая рамановскую и КАРС-спектроскопию, люминесцентные измерения, запись 2D и 3D селективных изображений, а также режим так называемой панорамной визуализации «больших» объектов, размеры которых превышают линейные размеры поля зрения зрачка объектива.

Работы на «КАРС-микроскопе» ведутся в рамках новой темы ОИЯИ в сотрудничестве с некоторыми лабораториями и странами-участницами ОИЯИ.

Выражаю благодарность сотрудникам Центра коллективного пользования ОИЯИ «Нанобиофотоника» Игорю Крячко и Виктории Вартик за помощь в проведении тестовых измерений и Анне Капитоновой за подготовку иллюстративного материала к данной публикации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландсберг Г. С., Мандельштам Л. И. Новое явление при рассеянии света (предварительное сообщение) // Журн. Русского физ.-хим. об-ва. 1928. Т. 60. С. 335.
2. Landsherg G. S., Mandelstam L. I. Uber die Lichtzerstreuung in Kristallen // Zeitschrift fur Physik. 1928. Bd. 50. S. 769.
3. Raman C. V., Krishnan K. S. A New Class of Spectra Due to Secondary Radiation. Part I // Ind. J. Phys. 1928. V. 2. P. 399.

4. *Фабелинский И.Л.* Открытие комбинационного рассеяния света в России и Индии // УФН. 2003. Т. 173, № 10. С. 1137.
5. *Бенуэлл К.* Основы молекулярной спектроскопии: пер. с англ. М.: Мир, 1985. С. 384.
6. *Пентин Ю.А., Кураמיшина Г.М.* Основы молекулярной спектроскопии. М.: Мир; БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. С. 398.
7. *Zhang Y., Hong H., Cai W.* Imaging with Raman Spectroscopy // *Curr. Pharm. Biotechnol.* 2010. V. 11(6). P. 654.
8. *Fleischmann M., Hendra P.J., McQuillan A.J.* Raman Spectra of Pyridine Adsorbed at a Silver Electrode // *Chem. Phys. Lett.* 1974. V. 26. P. 163.
9. *Jeanmaire D.L., Duynе R.P.M.* Surface Raman Electrochemistry. Part 1 // *J. Electroanal. Chem.* 1977. V. 84. P. 1.
10. *McQuillan A.J.* The Discovery of Surface-Enhanced Raman Scattering // *Notes Rec. R. Soc.* 2009. V. 63, No. 1. P. 105.
11. *Terhune R.W.* Study of Optical Effects Due to an Induced Polarization Third Order in the Electric Field Strength // *Phys. Rev.* 1965. V. 137. P. 801.
12. *Begley R.F., Harvey A.B., Byer R.L.* Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy // *Appl. Phys. Lett.* 1974. V. 25. P. 387.
13. *Duncan M.D., Reintjes J., Manuccia T.J.* Scanning Coherent Anti-Stokes Raman Microscope // *Optics Lett.* 1982. V. 7. P. 380.
14. *Фишман А.И.* Спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света // Соросовский образовательный журн. 2001. Т. 7. С. 105.
15. *Volkmer A.* Vibrational Imaging and Microspectroscopies Based on Coherent Anti-Stokes Raman Scattering Microscopy // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2005. V. 38. P. R59–R81.
16. *Cheng J.-X., Xie S.* Coherent Anti-Stokes Raman Scattering Microscopy: Instrumentation, Theory, and Applications // *J. Phys. Chem. B.* 2004. V. 108. P. 827–840.
17. *Prasad P.N.* Introduction to Biophotonics. N. Y.: Wiley, 2003.

Получено 30 апреля 2013 г.

Редактор *Е. В. Сабаева*

Подписано в печать 07.06.2013.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,0. Уч.-изд. л. 1,24. Тираж 245 экз. Заказ № 58006.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/