

18. Livio M, Ogilvie G I, Pringle J E *Astrophys. J.* **512** 100 (1999); Ghosh P, Abramowicz M A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **292** 887 (1997)
19. Hawley J F, Wilson J R, Smarr L L *Astrophys. J.* **277** 296 (1984); Petrich L I et al. *Astrophys. J.* **336** 313 (1989); Ustyugova G V et al. *Astrophys. J.* **439** L39 (1995); Koide S et al. *Astrophys. J.* **536** 668 (2000)

PACS numbers: 42.50.-p, 42.50.Hz, 42.65-k

Когерентное рассеяние света, стимулированное квазистатическим электрическим полем

В.Н. Очкин, С.Н. Цхай

1. Введение

В работе изучается излучение, возникающее на дипольно-запрещенном молекулярном переходе при невырожденном четырехволновом взаимодействии. Одна из волн не является световой и имеет частоту, равную или близкую к нулю. Параллельная регистрация интенсивности такого рассеяния и интенсивности антистоксова сигнала в вырожденном КАРС-процессе позволяет проводить абсолютные измерения напряженности статического поля, а поляризационные измерения — его направление. В силу когерентности и многофотонности процесса рассеяния его использование позволяет, в отличие от других известных методов штарковской спектроскопии, измерять параметры поля в газах и плазме при повышенных давлениях. Приводятся примеры измерений в газовых разрядах.

В присутствии электрического поля в изотропной среде для частиц с центральной симметрией правила отбора для дипольных переходов могут изменяться. Описание этих переходов, как продемонстрировал еще в 1932 г. Э. Кондон [1], может быть аналогичным описанию комбинационного рассеяния света при частоте рассеиваемой волны, стремящейся к нулю (постоянное поле). В дальнейшем были проведены измерения индуцированного электрическим полем поглощения инфракрасного (ИК) излучения гомоядерными молекулами H_2 , D_2 , N_2 [2–5], что позволило уточнить спектроскопические константы.

С развитием лазерной техники и нелинейной оптики появилось много работ, посвященных генерации когерентного излучения на гармониках и смешанных частотах, в том числе во внешнем электрическом поле, позволяющем ослабить альтернативный запрет. В ранних работах [6–8] была исследована генерация излучения на разностной частоте при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) рубинового и неодимового лазеров в H_2 в электрическом поле. Для ВКР, как известно, характерен высокий порог преобразования, и в экспериментах [6, 7] генерация возникала при давлении водорода $p > 5,5$ атм. Это обстоятельство, как и ограничение спектра лишь наиболее сильными переходами, существенно затрудняет применение ВКР для количественных измерений.

В данной работе представлены исследования индуцированного электрическим полем ИК излучения в водороде с применением бигармонической накачки колеба-

тельного перехода и применение этого излучения для измерения параметров поля, в частности, в задачах диагностики газоразрядной плазмы.

2. Методика. Экспериментальная техника

Мы будем проводить рассмотрение индуцированного электрическим полем перехода, как предлагалось и в работе [1], по аналогии с хорошо разработанной (см., например, [9]) схемой когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС). На рисунке 1 для наглядности представлены схемы переходов вырожденного (а) и невырожденного (б) КАРС, а также индуцированного полем E ($\omega = 0$) когерентного ИК перехода (в). В КАРС-спектроскопии под действием бигармонической накачки с помощью двух волн лазерного излучения ω_1 и ω_2 , таких, что разность частот $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ соответствует частоте комбинационно-активного перехода молекулы $i \rightarrow f$, резонансно возбуждаются когерентные молекулярные колебания, на которых рассеивается одна из волн (на рис. 1а это волна с частотой ω_1). Очевидно, рассеиваемая волна может иметь и другую частоту (невырожденный КАРС, $\omega_3 \neq \omega_1$, рис. 1б). Нас интересует предельный случай с $\omega_3 = 0$ (постоянное электрическое поле, рис. 1в).

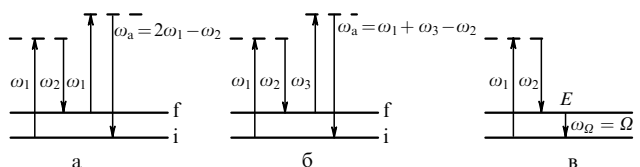


Рис. 1. Схемы переходов для вырожденного (а) и невырожденного (б) КАРС, а также для генерации ИК излучения в присутствии электрического поля (в).

Интенсивность вырожденного КАРС определяется выражением [9]

$$I_{\text{CARS}} \sim |\chi_{\text{CARS}}^{(3)}|^2 I_1^2 I_2, \quad (1)$$

где $\chi^{(3)}$ — восприимчивость третьего порядка, I_1 и I_2 — интенсивности лазерных пучков.

Продолжая аналогию с традиционной феноменологической КАРС-схемой, представим интенсивность индуцированного электрическим полем E излучения при бигармонической накачке в виде [10]

$$I_{\Omega} \sim |\chi_{\Omega}^{(3)}|^2 I_1 I_2 E^2. \quad (2)$$

Физический смысл возникновения ИК излучения достаточно прост. В отсутствие поля переход запрещен по четности, в присутствии поля в комбинирующие состояния "подмешиваются" иные электронные состояния с другой четностью [11].

Экспериментально это соотношение проверялось на установке на базе стандартного КАРС-спектрометра, описанного в [12, 13]. В качестве задающего генератора использовался Nd:YAG лазер с длиной волны излучения 1,06 мкм, частотой повторения импульсов 20 Гц и длительностью импульсов 10 нс. Излучение второй гармоники $\lambda = 532$ нм служило в качестве опорного (волна ω_1). Спектральная ширина линии $0,2 \text{ см}^{-1}$, диаметр пучка 7 мм, энергия в импульсе составляла 40 мДж.

Это же излучение использовалось для накачки лазера на смеси красителей пиридин-1 и DCM, растворенных в диметилсульфоксиде (DMSO). Лазер на красителе обеспечивал генерацию излучения на длине волны $\lambda = 683$ нм (волна ω_2) с энергией в импульсе 3 мДж. Ширина линии генерации лазера на красителе $0,2 \text{ см}^{-1}$, диаметр пучка 2,5 мм.

Разность частот $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ соответствует частоте комбинационно-активного колебательно-вращательного перехода Q(1) молекулы водорода ($v=0, J=1 \rightarrow v=1, J=1$) в основном электронном состоянии $X^1\Sigma_g^+$ ($\lambda = 2,41$ мкм).

Пучки ω_1 и ω_2 совмещались коллинеарно с помощью дихроичных зеркал и фокусировались в объект. Направление линейных поляризаций лазеров контролировалось и могло изменяться. В калибровочных экспериментах направления постоянного поля ($2,5\text{--}4 \text{ кВ см}^{-1}$) и полей лазерных пучков были параллельны. Давление водорода составляло 1–10 атм.

Генерируемый в кювете ИК сигнал когерентного комбинационного рассеяния с помощью системы фильтров отделялся от пучков накачки ω_1 и ω_2 и высших порядков когерентного стоксова рассеяния.

Для регистрации ИК излучения использовался охлаждаемый приемник на InSb. Сигнал регистрировался приемником, накапливался и усреднялся с помощью интегратора BOXCAR, а затем поступал на самописец. Для регистрации сигнала КАРС в пучок вносилось зеркало, отклоняющее излучение на фотоэлектронный умножитель. В другом варианте использовалась апконверсионная схема преобразования, когда ИК излучение смешивалось с волной накачки ω_1 в кристалле LiNbO₃ и регистрировалось излучение с длиной волны 435 нм с помощью ФЭУ.

Минимальная регистрируемая величина напряженности электрического поля при давлении водорода 1 атм в случае прямого детектирования когерентного ИК излучения составляла 50 В см^{-1} и 20 В см^{-1} при регистрации по схеме ап-конверсии. И в том, и в другом случаях ограничения определялись электрическими наводками от источника питания Nd:YAG лазера.

Согласно (2) интенсивность ИК сигнала линейно зависит от интенсивностей волн накачки и квадратично — от напряженности постоянного электрического поля. Под воздействием мощной бигармонической накачки возможны процессы, связанные с движением населенностей уровней, которые будут вносить искажения в эту зависимость. Были проведены дополнительные эксперименты, чтобы убедиться в отсутствии такого рода нелинейностей. Мощность излучения лазеров изменялась с помощью нейтральных светофильтров и контролировалась измерителем мощности ИМО-2Н. Проведенные тестовые измерения показали, что в пределах погрешности экспериментов зависимости хорошо описываются выражением (2).

Весьма важным является то обстоятельство, что восприимчивости в (1) и (2) являются функциями не только частот и направлений поляризации, что легко контролируется, но также и населенностей комбинирующих уровней i и f для ИК перехода. Если в условиях измерений населенности N_i и N_f неизвестны, то результаты измерений значения поля неоднозначны. Надо сказать, что эта трудность присуща всем схемам комбинационного рассеяния. Так, в традиционном КАРС

должны быть приняты специальные меры, минимизирующие перераспределение частиц между уровнями под действием мощной лазерной накачки. Перераспределение населенностей — типичное явление в условиях плазмы или химических реакций, которое весьма трудно учесть в отсутствие термодинамического равновесия. К счастью, описываемая схема проведения измерений позволяет эту трудность преодолеть. Дело в том, что процессы генерации ИК излучения на дипольно-запрещенном переходе и антистоксова излучение в традиционной вырожденной КАРС-схеме происходят параллельно. Тогда, учитывая, что восприимчивости в (1), (2) одинаковым образом зависят от населенностей $\chi^{(3)} \propto (N_i - N_f)$, получаем, что отношение интенсивностей I_Ω/I_{CARS} зависит только от квадрата напряженности электрического поля и не зависит от плотности частиц на уровнях i и f . Таким образом, одновременная регистрация интенсивностей I_Ω и I_{CARS} позволяет проводить абсолютные измерения напряженности поля даже в том случае, когда мощная бигармоническая накачка или иные факторы могут приводить к движению населенностей колебательных уровней молекул. Сказанное справедливо при условии, что неоднородность электрического поля имеет характерный масштаб, превышающий пространственное разрешение измерений. Для представления о характере локальности измерений укажем, что в используемой экспериментальной установке пространственное разрешение определяемое размерами перетяжки лазерных пучков составляло $\sim 0,1$ мм в поперечном направлении и ~ 1 мм вдоль направления распространения пучков.

В качестве поля E может фигурировать и переменное электрическое поле с частотой ω . При этом будет происходить генерация ИК излучения на боковых частотах $\omega_\Omega = \omega_1 - \omega_2 \pm \omega$, причем интенсивность излучения будет пропорциональна квадрату амплитуды осциллирующего поля.

3. Поляризационные свойства

Для экспериментального исследования поляризационных свойств индуцируемого электрическим полем когерентного ИК излучения установка дополняется поляризационными элементами: двумя ромбами Френеля для поворота плоскости поляризации лазерных пучков и призмой Глана, используемой в качестве анализатора [14].

Для исследования направления поляризации поля в кювете была проведена серия измерений с изменением углов между плоскостями поляризации лазеров и направлением постоянного поля.

Поляризация сигнала в случае невырожденного четырехволнового смешения [9] записывается как

$$\mathbf{P}_\Omega^{(3)} = 6EE_1E_2 \left[\chi_{1122}^{(3)} \mathbf{e}(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2^*) + \chi_{1212}^{(3)} \mathbf{e}_1(\mathbf{e}\mathbf{e}_2^*) + \chi_{1221}^{(3)} \mathbf{e}_2^*(\mathbf{e}\mathbf{e}_1) \right], \quad (3)$$

где E, E_1, E_2 — напряженности, $\mathbf{e}, \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ — единичные векторы, показывающие направления постоянного поля и волн накачки ω_1 и ω_2 , соответственно; χ_{ijk1} компоненты тензора нелинейной восприимчивости. Восприимчивости $\chi^{(3)}$ в (1) и (2) являются тензорами 4-го ранга с 81-й компонентой, однако в силу симметрии для изотропной среды только три из них независимы:

$\chi_{1111} = \chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221}$. Для полностью симметричных колебаний, в частности, для молекулы H_2 в основном электронном состоянии $\chi_{1212}^{(3)} = \chi_{1221}^{(3)}$. В этом случае остается только две независимые компоненты тензора нелинейной восприимчивости. Из формулы (3) следует, что сигнал имеет максимальную интенсивность при условии параллельности поляризации всех трех полей. Поворачивая плоскость поляризации одной из волн накачки, например ω_1 , при сохранении поляризации волны накачки ω_2 параллельно постоянному полю, можно определить все компоненты тензора восприимчивости.

Измерения интенсивности рассматриваемого перехода водорода при двух направлениях поляризации $\mathbf{e} \parallel \mathbf{e}_2 \perp \mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e} \parallel \mathbf{e}_2 \parallel \mathbf{e}_1$ позволяют определить отношение компонент тензора нелинейной восприимчивости [14, 15]:

$$\frac{\chi_{1122}^{(3)}}{\chi_{1212}^{(3)}} = 17,3 \pm 2,1. \quad (4)$$

Это значение хорошо согласуется со значениями инвариантов тензора комбинационного рассеяния — средней поляризуемостью $\alpha_{01} = 1,04 \times 10^{-25} \text{ см}^3$ и анизотропией $\gamma_{01} = 0,794 \times 10^{-25} \text{ см}^3$, измеренными по поглощению излучения на том же переходе в водороде в присутствии внешнего электрического поля [2], в соответствии с известными соотношениями, связывающими эти инварианты с величинами компонент тензора нелинейной восприимчивости [9].

При коллинеарных векторах поляризации волн накачки ($\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2$) вектор поляризации сигнала можно представить в виде

$$\mathbf{P}_\Omega^{(3)} = 6EE_1E_2(\chi_{1122}^{(3)} \mathbf{e} + 2\chi_{1212}^{(3)} \mathbf{e}_1 \cos \varphi),$$

где φ — угол между вектором постоянного поля \mathbf{e} и векторами поляризации волн накачки $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2^*$. Таким образом, зная направление поляризации ИК сигнала, можно определить ориентацию постоянного электрического поля. Могут быть использованы различные процедуры измерений [14]. Например, если $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2$, то при известном направлении вектора электрического поля E можно построить зависимость угла α между векторами поляризации ИК сигнала и вектором поля от угла φ между коллинеарно направленными векторами поляризации лазеров и вектором поля (рис. 2). Измерение поляризации ИК сигнала с помощью анализатора перед приемником излучения позволяет определить направление вектора напряженности электрического поля по построенной зависимости. Для молекулы водорода отклонения вектора поляризации ИК излучения от вектора постоянного электрического поля малы, что видно также из формулы (4) ($\chi_{1122}^{(3)}/\chi_{1212}^{(3)} \gg 1$). Рассчитанные отклонения при измеренных соотношениях тензора нелинейной восприимчивости изображены на рис. 2 сплошной линией. Максимальное отклонение составляет $\sim 3^\circ$.

Если значения компонент тензора нелинейной восприимчивости известны, то зависимость на рис. 2 может быть вычислена. Так, на рис. 2 приведены вычисления для молекулы азота по инвариантам тензора комбинационного рассеяния, взятым из работы [4].

Как следует из формулы (3), в случаях $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2 \parallel \mathbf{e}$ или $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2 \perp \mathbf{e}$ поляризация ИК сигнала $\mathbf{e}_\Omega \parallel \mathbf{e}$ (см. рис. 2).

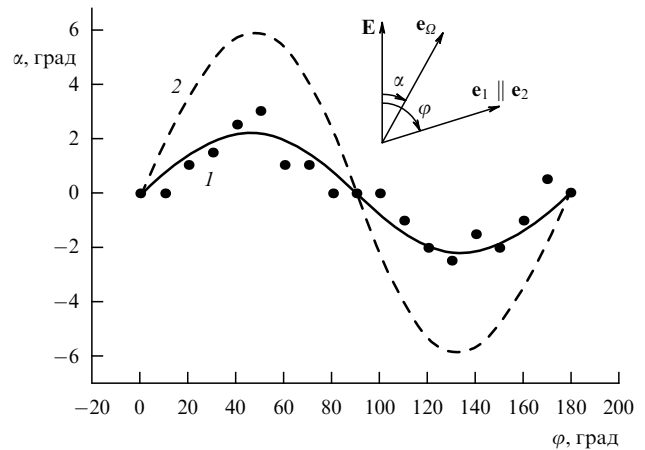


Рис. 2. Угол отклонения вектора поляризации ИК сигнала от направления постоянного электрического поля в зависимости от угла между коллинеарными векторами волн накачки и вектором поля. 1 — расчет для молекулы H_2 , 2 — расчет для N_2 , точки — экспериментальные значения для H_2 .

Таким образом, выполнив два измерения с поляризациями лазеров в двух ортогональных плоскостях, можно измерить компоненты вектора электрического поля, величины которого будут определяться через интенсивность ИК сигнала:

$$\sqrt{I_{\Omega\tau}} \propto \chi_{1111} E_\tau E_1 E_2, \quad \sqrt{I_{\Omega n}} \propto \chi_{1122} E_n E_1 E_2. \quad (5)$$

4. Когерентная штарковская спектроскопия газоразрядной плазмы

Электрическое поле — главный фактор существования многочисленных типов газовых разрядов. При этом пространственные структуры полей газоразрядной плазмы и примыкающих областей могут быть весьма сложными. Естественно, что определение параметров внутренних полей представляет собой важную составляющую их диагностики. Все известные оптические методы основаны на явлении Штарка. Классические эмиссионные и абсорбционные спектральные методы имеют существенные ограничения по чувствительности, плотностям нейтральных и заряженных частиц и др. (см., например, [16]). В последние годы это обстоятельство стимулировало развитие новых методов с применением частотно-перестраиваемых лазеров. Основные успехи были достигнуты на пути использования спектров лазерно-индуцированной флуоресценции, формирующихся с участием ридберговских состояний (в атомах) и состояний с A -удвоением (в молекулах) [17–19]. Однако подобные методики, как и классические методы, обнаруживают жесткие ограничения по давлению (как правило, доли или единицы торр) плазмообразующего газа. Эти ограничения связаны с некогерентностью использованных ранее спектроскопических схем, включающих состояния с конечным радиационным временем жизни. Будучи чувствительными к влиянию электрического поля (расщепление уровней, появление "запрещенных" компонент), они оказываются столь же чувствительными к влиянию столкновений.

В принципе, обсуждаемое в данной статье рассеяние также есть проявление снятия запрета на излучение,

однако имеется и принципиальное отличие. В нашем случае процесс является когерентным и многофотонным. При этом рассеивающая частица не фиксируется в промежуточных состояниях, и роль столкновений резко уменьшается. Эксперимент показывает, что связь интенсивности рассеяния с величиной стимулирующего поля (2) сохраняется вплоть до давлений в единицы и десятки атмосфер [12].

По указанным причинам естественной областью применения данного метода к исследованиям газовых разрядов является область повышенных давлений. Приведем примеры.

4.1. Коронный разряд

Нами были проведены локальные измерения напряженности электрического поля в положительном коронном разряде в водороде [12].

Для получения разряда использовались коаксиальные цилиндрические электроды с радиусами $r_0 = 0,075$ мм и $r_1 = 8,5$ мм и длиной 1,40 мм. Между электродами поддерживалось постоянное напряжение $U = 7$ кВ. Условие существования короны определялось давлением водорода в кювете и контролировалось по величине тока, протекающего через разрядный промежуток. При давлении водорода 10 атм коронный разряд отсутствовал. Вычисленное из уравнения Пуассона электростатическое радиальное распределение напряженности электрического поля изображено на рис. 3 (кривая 1). При давлении водорода 1,6 атм ток разряда составлял $i_1 = 270$ мкА. Рассчитанное по известной методике (см., например, [20]) распределение напряженности электрического поля в короне изображено на рис. 3 кривой 2. На этом же рисунке точками указаны результаты локальных измерений напряженности электрического поля с использованием предложенной методики. Как ясно из изложенного, данный разряд достаточно хорошо изучен и был выбран в качестве модельного. Видно хорошее совпадение между экспериментальными точками и рассчитанными кривыми, что демонстрирует возможность данной методики измерения электрических полей в реальных объектах.

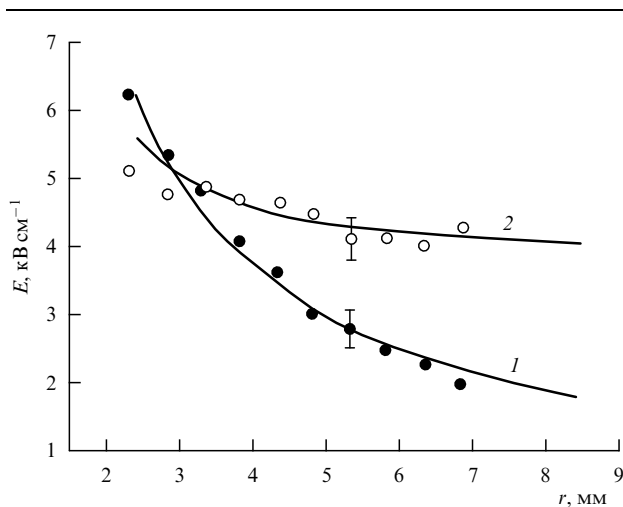


Рис. 3. Распределение напряженности электрического поля в коронном разряде. 1 — расчет без разряда, 2 — расчет в присутствии разряда, точки — экспериментальные значения.

4.2. Разряд, скользящий по поверхности феррита

Данный тип разряда интересен для создания световых источников с высокой (~ 30 КК) яркостной температурой, работающих, в отличие от источников на взрывающейся проволочке, в частотном режиме [13, 21]. В настоящей работе ставилась задача исследований динамики электрического поля в процессе развития разряда.

Для формирования разряда использовалась ферритовая пластинка с площадью поперечного сечения $1 \times 0,1$ см² и проводимостью $0,5$ Ом⁻¹ см⁻¹ (при напряженности электрического поля $1,5$ кВ см⁻¹). Электроды прижимались к узкой грани ферритового образца на расстоянии от 4 до 12 мм друг от друга. Такая геометрия позволяла локализовать канал развития разряда. Напряжение на электродах изменялось в диапазоне от 1 до 3 кВ. Пластинка помещалась внутри кюветы, наполненной молекулярным водородом при атмосферном давлении. Частота повторения импульсов разряда, равная 5 Гц, синхронизовалась от задающего лазерного генератора через линию контролируемой задержки. Использовалась коллинеарная схема сведения пучков, направленных перпендикулярно разрядному каналу. Пучки фокусировались на расстоянии ~ 1 мм над поверхностью феррита. Поляризация излучения лазеров параллельна направлению распространения разряда.

При подаче напряжения наблюдалось распространение плазменных каналов, движущихся от электродов навстречу друг другу с существенно, как показано в работах [21, 22], разными скоростями. Свечение разряда регистрировалось с помощью фотодиода, установленного напротив разрядного промежутка. Положение свечения лазерного импульса позволяло точно фиксировать временную задержку измерения относительно начала разряда и момента замыкания плазменных стримеров (начало интенсивного свечения разряда). Измерения напряженности электрического поля проводились до начала разряда и после его включения вплоть до замыкания плазменных каналов. После замыкания каналов напряжение на плазменном столбе резко падало, и напряженность электрического поля в точке измерения становилась ниже порога чувствительности измерения установки.

До момента коммутации когерентный ИК сигнал генерируется в присутствии электростатического поля от заряженной поверхности феррита и электродов, находящихся под одинаковым потенциалом. Электростатическое поле определяется зарядом на поверхности феррита. Этот сигнал использовался для юстировки системы. Поляризационные измерения подтвердили, что направление электрического поля до включения разряда нормально к поверхности феррита. После калибровки сигнала, зная напряжение зарядного конденсатора, можно точно рассчитать расстояние точки измерения от поверхности феррита.

После включения разряда один электрод замыкается на землю, приобретая нулевой потенциал, и в разрядном промежутке появляется тангенциальная составляющая напряженности электрического поля. Поместив поляризационный анализатор перед ИК приемником можно измерять динамику нормальной (поляризатор перпендикулярно оси разряда) и тангенциальной (поляризатор вдоль оси разряда) составляющих напряженности электрического поля. Эти измерения представлены на

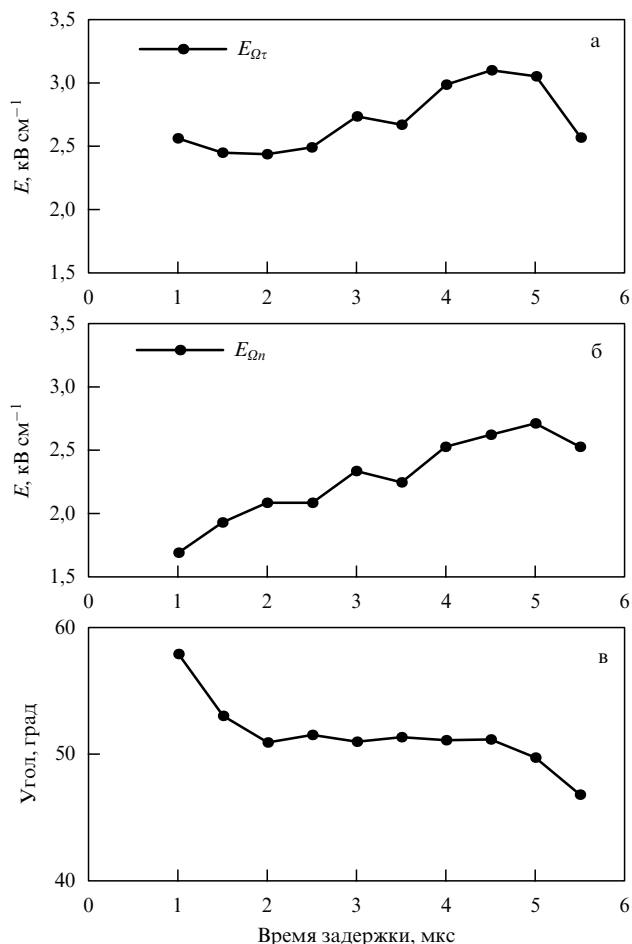


Рис. 4. Динамика напряженности электрического поля в скользящем разряде. (а, б) соответственно тангенциальная и нормальная составляющие электрического поля, (в) угол между вектором электрического поля и осью разряда.

рис. 4а, б. На рисунке 4в также приведен угол поворота вектора поляризации в процессе движения плазменных каналов. Расстояние между электродами 11 мм, точка измерения находится на расстоянии 3 мм от анода на высоте 1 мм над поверхностью феррита.

Калибровка измерений проводилась по тангенциальному сигналу, посредством аппроксимации его к моменту запуска разряда, когда напряженность поля определяется по измеренному напряжению на высоковольтном электроде и расстоянию между электродами. Из соотношения интенсивностей сигналов для параллельного и перпендикулярного расположения поляризаторного анализатора (5) определяется напряженность нормальной составляющей поля. Нормальная и тангенциальная составляющие сопоставимы, в области головки плазменного лидера вектор электрического поля направлен под углом 45° по отношению к оси разряда (рис. 4в).

Измерения напряженности электрического поля проводились в процессе развития разряда, скользящего по поверхности феррита. Оценка дрейфовых скоростей электронов, соответствующих измеренным значениям электрического поля, показывает, что она близка к скорости распространения анодонаправленного стри-

мера. Это свидетельствует в пользу механизма развития разряда за счет прямой ударной ионизации в области головки канала, являющейся виртуальным катодом.

5. Заключение

Генерация ИК излучения на колебательно-вращательных переходах центросимметричной молекулы в постоянном электрическом поле является следствием ослабления альтернативного запрета за счет штарк-эффекта. Световые поля, осуществляющие бигармоническое возбуждение, статическое поле с нулевым волновым числом и рассеянное излучение являются составляющими процесса невырожденного четырехволнового когерентного взаимодействия. Процесс может быть использован для получения когерентного излучения, для которого собственный газ обладает высокой прозрачностью. В комбинации с известными КАРС-схемами такой процесс может быть использован для абсолютных измерений электрических полей в газах и плазме с высоким временным и пространственным разрешением. Метод применим при повышенных давлениях газа, когда применение других спектроскопических методов затруднительно.

Работа выполнена при поддержке программы Отделения физических наук РАН "Оптика и лазерная физика. Оптическая спектроскопия и стандарты частоты", ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники" (госконтракт 40.020.1.1.1157), ФЦП "Интеграция" (проект Б0049), гранта НАТО – Россия (№ 978204) и РФФИ (грант 02-02-81008).

Список литературы

1. Condon E U *Phys. Rev.* **41** 759 (1932)
2. Foltz J V, Rank D H, Wiggins T A *J. Mol. Spectrosc.* **21** 203 (1966)
3. Buijs H L, Gush H P *Can. J. Phys.* **49** 2366 (1971)
4. Courtois D, Jouve P *J. Mol. Spectrosc.* **55** 18 (1975)
5. Hunt R H, Barnes W L, Brannon P J *Phys. Rev. A* **1** 1570 (1970)
6. Бутылкин В С и др. *Квантовая электроника.* **2** 2282 (1975)
7. Бутылкин В С и др. *Резонансные взаимодействия света с веществом* (М.: Наука, 1977)
8. Capasso F, De Martini F *Opt. Commun.* **9** 172 (1973)
9. Ахманов С А, Коротеев Н И *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света: Активная спектроскопия рассеяния света* (М.: Наука, 1981)
10. Гавриленко В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **56** 3 (1992)
11. Собельман И И *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977)
12. Евсин О А и др. *Квантовая электроника.* **22** 295 (1995)
13. Tskhai S N et al. *J. Raman Spectrosc.* **32** 177 (2001)
14. Акимов Д А и др. *Письма в ЖЭТФ* **70** 371 (1999)
15. Akimov D A et al., in *XVIII European CARS Workshop: CARS and Related Gas-Phase Laser Diagnostics. Frascati, Italy, March 21 – 23, 1999*, Book of Abstracts Vol. 85 (1999)
16. Ochkin V N et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-26** 1502 (1998)
17. Ochkin V N, Preobrazhensky N G, Shaparev N Ya *Optogalvanic Effect in Ionized Gas* (London: Lebedev Phys. Inst. Univ. Press, Found. for Intern. Sci. and Education Cooper.; Amsterdam: Gordon and Breach, 1999)
18. Очкин В Н и др. *УФН* **148** 473 (1986)
19. Очкин В Н, в кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (Под ред. В Е Фортва) Вводный том. Кн. 2 (М.: Наука, 2000) с. 411
20. Энгель А *Ионизованные газы* (М.: Физматгиз, 1959)
21. van Goor F A et al. *J. Russ. Laser Res.* **18** 247 (1997)
22. Бродская Б Х *Хим. выс. энергий* **16** 458 (1982)