

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, Е.К. Чистякова

ЭФФЕКТ Понижения порога ВКР в слабопоглощающих частицах аэрозоля: численные расчеты

Представлены результаты численных расчетов эффекта понижения порога вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в слабопоглощающих каплях этанола при воздействии излучением с $\lambda = 0,532$ мкм. Рассматриваются физические предпосылки возникновения данного эффекта в сферических частицах. Проведено сравнение с известными экспериментальными данными.

Возникновение вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в аэрозольных частицах имеет ряд особенностей по сравнению со сплошной средой, обусловленных как свойством самой сферической частицы концентрировать в своем объеме падающее электромагнитное излучение, так и наличием в ней собственных высокочастотных электромагнитных резонансных мод. Эти резонансы наблюдаются при определенных значениях параметра дифракции частицы $x = 2\pi a/\lambda$ (a – радиус капли, λ – длина волны лазерного излучения) и характеризуются порядком l и номером n моды парциальной электромагнитной волны, давшей резонанс.

Известно, что при взаимодействии излучения с каплей спонтанное комбинационное рассеяние возникает во всем ее объеме, однако в области фокусировки падающего излучения у теневой поверхности оно наиболее интенсивно. Часть волн из спектра спонтанного комбинационного рассеяния покидает каплю, а часть за счет полного внутреннего отражения распространяется вдоль сферической поверхности. Если частота какой-либо волны из спектра спонтанного комбинационного рассеяния ω_s соответствует частоте одного из собственных резонансов капли ω_m , то усиление начинает доминировать над поглощением и возникает вынужденное рассеяние (условие выходного резонанса). Входной резонанс достигается, когда частота падающего излучения ω_L также настроена на какой-либо собственный резонанс капли. В случае реализации в капле обоих условий говорят о наличии двойного резонанса ВКР.

Энергетический порог процесса ВКР в микронных каплях воды и этанола при облучении их второй гармоникой Nd-YAG-лазера ($\lambda = 0,532$ мкм) исследовался в экспериментальных работах [1–6], а также теоретически [7]. Было установлено, что пороговая интенсивность лазерного излучения, при которой экспериментально фиксируется излучение ВКР ($\lambda = 0,63$ мкм), в каплях составляет $\sim 10^7 - 10^9$ Вт/см² при варьировании размера капель от 10 до 3 мкм соответственно. Однако в ряде случаев [4] было отмечено дополнительное снижение пороговой интенсивности в 3–5 раз, которое авторы указанной работы связывают с двойным электромагнитным резонансом в частицах. В связи с этим определенным интересом представляет проведение теоретического исследования, позволяющего оценить порог ВКР в данном случае, что позволит выработать практические рекомендации по низкороговому возбуждению ВКР в микронных частицах. Исследованию этой проблемы и посвящена настоящая статья.

Существует ряд экспериментальных работ, в которых рассматривался лишь выходной резонанс, поскольку достижение условий входного резонанса требует дополнительной настройки размера капли или длины волны падающего излучения, что является сложным с точки зрения методики эксперимента. В более поздней работе [8] описывается наблюдение двойного резонанса в левитирующих каплях глицерина радиусом 5–7 мкм при воздействии излучением Nd-YAG-лазера с $\lambda = 0,532$ мкм. Заметим, что в экспериментах ситуация, когда одновременно наблюдаются оба резонанса, достаточно трудно реализуема из-за небольшой ширины их линий (порядка 3 см^{-1}).

Нами был проведен численный эксперимент, который позволил смоделировать двойной резонанс в капле этанола. Порядок и номер выходного резонанса оставались неизменными, порядок же входного резонанса варьировался. Номер моды входного резонанса определялся в соответствии со значением резонансного радиуса капли. Были рассмотрены случаи: $TE_{km} \rightarrow TE_{ln}$, $TM_{km} \rightarrow TE_{ln}$, $TM_{km} \rightarrow TM_{ln}$, где $TE_{ln}(TM_{ln})$ – поперечная электрическая (магнитная) мода с модовым числом n и модовым порядком l , поддерживающая выходной резонанс (ВКР), а TE_{km} , соответственно, входной резонанс. Установлено, что в капле может одновременно существовать несколько резонансных мод с различной комбинацией параметров k и m , способных поддержать данный выходной резонанс, что подтверждается экспериментом. Хотя вопрос о конкуренции мод в процессе инициирования ВКР резонансных мод различных порядков сложен и в настоящее время недостаточно изучен, однако очевидно, что моды низких порядков имеют существенно более высокую добротность. Преимуществом же мод высоких порядков является их большая протяженность внутри капли, т.е. большее перекрытие с полем накачки [7].

Порог генерации ВКР определяется в стационарном случае при приравнении усиления комбинационной волны к ее суммарным потерям в объеме частицы:

$$\Sigma + R = P_g,$$

где

$$\Sigma = \frac{\sigma}{2} \int_V \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_S^*(\mathbf{r}, t) dV'$$

– средняя мощность тепловых потерь внутри частицы;

$$R = \frac{c}{8\pi} \int_S [\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_S^*(\mathbf{r}, t)] \mathbf{n} dS$$

– средняя мощность радиационных потерь через поверхность частицы;

$$P_g = \frac{c}{8\pi} \int_V G_R(I_i(\mathbf{r}, t)) \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_S^*(\mathbf{r}, t) dV'$$

– средняя мощность источников поля ВКР, связанных с усилением стоксовой волны в частице.

Здесь σ – проводимость вещества капли; c – скорость света; \mathbf{E}_S , \mathbf{H}_S – значения амплитуды электрических и магнитных колебаний стоксовой волны; V , S – объем, поверхность капли; \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности.

Коэффициент усиления стоксовой волны G_R в стационарном случае может быть представлен в виде $G_R = g_s I_i(\mathbf{r})$, где g_s – коэффициент рамановского усиления; $I_i(\mathbf{r})$ – интенсивность поля накачки (на частоте падающего излучения ω_i). Последнюю можно выразить через фактор неоднородности поля внутри частицы $B_i(\mathbf{r})$: $I_i(\mathbf{r}) = I_i^0 B_i(\mathbf{r})$, где I_i^0 – интенсивность падающего на каплю излучения.

Тогда пороговая интенсивность ВКР выражается как

$$I_{\text{ВКР}} = \frac{2\pi n_a}{Q_m g_s \lambda} \left[\int_V \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_S^*(\mathbf{r}, t) dV' / \left(\int_V B_i(\mathbf{r}) \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_S^*(\mathbf{r}, t) dV' \right) \right], \quad (1)$$

где n_a – показатель преломления вещества капли.

Так как для появления ВКР в капле необходимо выполнение условия выходного резонанса, то пространственное распределение поля ВКР должно соответствовать пространственной структуре поля данной резонансной моды. Тогда в стационарном случае электрический вектор стоксовой волны $\mathbf{E}_S(\mathbf{r})$ может быть представлен в виде произведения некоторой амплитуды \mathbf{E}_S^0 на коэффициент, являющийся функцией только пространственных координат:

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_S^0 \sqrt{B_S(\mathbf{r})}.$$

Учитывая это, отношение интегралов в правой части (1) примет вид

$$\int_V B_i(\mathbf{r}) B_S(\mathbf{r}) dV' / \left(\int_V B_S(\mathbf{r}) dV' \right) \equiv B_c. \quad (2)$$

С учетом (2) запишем выражение (1)

$$I_{\text{ВКР}} = 2\pi n_d / (Q_{in} g_S \lambda B_c), \quad (3)$$

где Q_{in} – добротность резонансной моды, инициирующей процесс ВКР в капле.

Как следует из (3), зависимость порога вынужденного комбинационного рассеяния при варьировании размера частицы определяется только величиной коэффициента B_c , имеющего смысл коэффициента перекрытия полей накачки и ВКР внутри капли. Чем лучше данное перекрытие, тем ниже пороговые значения $I_{\text{ВКР}}$.

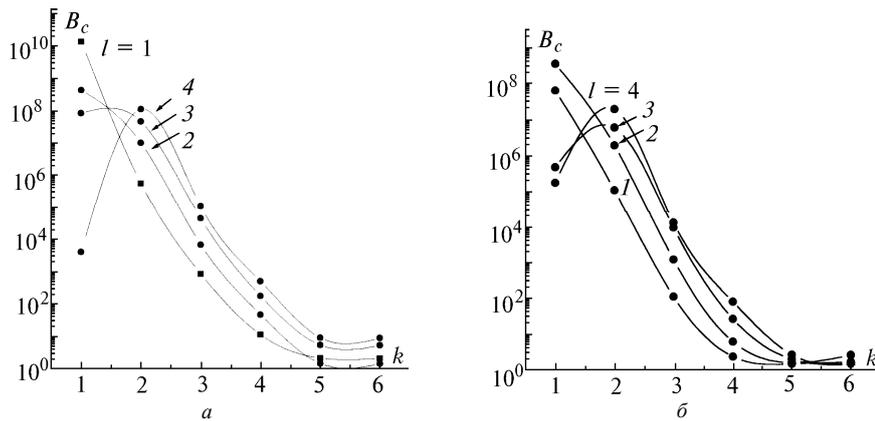


Рис. 1. Зависимость коэффициента перекрытия полей накачки и ВКР B_c в капле этанола от порядка входного резонанса k в случае генерации $TE_{lm} - TE_{l70}$ (а) и $TM_{lm} - TE_{l70}$ (б). Расчет проводился для различных порядков выходного резонанса l

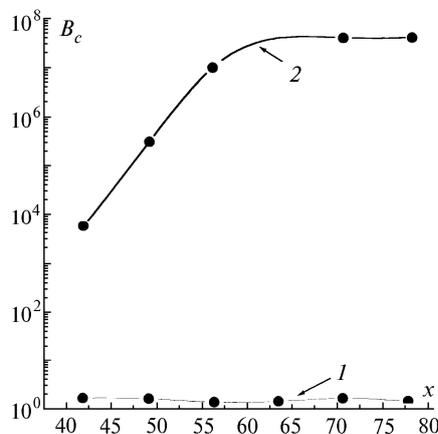


Рис. 2. Зависимость коэффициента B_c от параметра дифракции каплей x в случае одинарного (1) и двойного резонанса (2)

Результаты численных расчетов коэффициента B_c для различных комбинаций входных и выходных резонансных мод представлены на рис. 1. Анализ полученных результатов в случае реализации в капле условий двойного резонанса позволяет сделать следующие выводы:

1. Значения B_c в случае $TE_{km} \rightarrow TE_{ln}$ выше, чем для $TM_{km} \rightarrow TE_{ln}$ (см. рис. 1).
2. Увеличение размера капли приводит к возбуждению мод с более высокими значениями n (рис. 2).
3. С увеличением параметра дифракции x увеличивается значение коэффициента B_c .
4. Значения B_c в случае двойного резонанса значительно выше, чем при наличии лишь выходного резонанса (см. рис. 2).

5. При фиксированном значении номера моды выходного резонанса n значение B_c увеличивается с ростом его модового порядка l .

6. При фиксированном значении номера и порядка моды выходного резонанса величина B_c падает с увеличением порядка входного резонанса. В качестве примера на рис. 1,а представлена зависимость коэффициента B_c от различных порядков входного резонанса для случая возбуждения моды TE_{l70} , поддерживающей выходной резонанс. Аномальная зависимость для первого порядка входного резонанса объясняется тем обстоятельством, что поскольку резонансы низких порядков имеют очень высокую добротность и, соответственно, малую ширину по шкале x , то заданной точности вычислений оказалось недостаточно для точной настройки на данный резонанс.

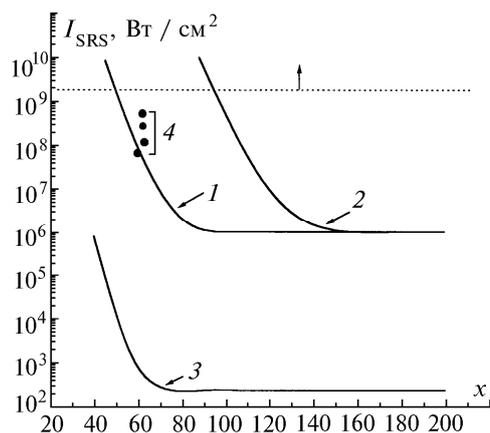


Рис. 3. Теоретическая зависимость интенсивности ВКР в каплях этанола от их параметра дифракции. Кривые 1 и 2 в случае одинарного резонанса соответствуют резонансам низких и высоких порядков соответственно. Кривая 3 – двойной резонанс для случая $TE_{km}-TE_{2n}$. Штриховая кривая – порог оптического пробоя каплей этанола. 4 – экспериментальные данные [6]

На рис. 3 приведены значения пороговой интенсивности ВКР в каплях этанола различного размера в случае одинарного и двойного резонансов. В последнем случае расчет проводился для ситуации $TE_{km} \rightarrow TE_{2n}$. Как следует из рис. 3, пороговая интенсивность резко возрастает при уменьшении размера каплей. Это связано с аналогичным падением радиационной добротности для малых частиц. При $x \geq 100$ $I_{ВКР}$ практически не зависит от радиуса жидких частиц вследствие ограничения добротности потерями, связанными с поглощением в жидкости. Для $x \leq 20-40$ эффект ВКР может подавляться оптическим пробоем, возникающим внутри частицы. Порог ВКР в случае двойного резонанса существенно понижается по сравнению с нерезонансным случаем, что является следствием перераспределения поля резонансной моды. Это снижение тем больше, чем выше добротность соответствующего входного резонанса.

В заключение отметим, что существуют экспериментальные исследования [1–2,9], которые показывают, что наряду с вынужденным комбинационным рассеянием в капле одновременно может возбуждаться и вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ). Волна ВРМБ возникает раньше процесса ВКР, так как имеет более высокий коэффициент усиления и может затем явиться полем накачки для волны ВКР. Данная ситуация также может быть рассмотрена в рамках нашей модели как двойной резонанс, где ВРМБ и ВКР играют роль входного и выходного резонансов соответственно, поскольку ВКР и ВРМБ находятся в резонансе с собственными резонансными модами капли. Это обстоятельство позволяет объяснить наблюдаемое в некоторых экспериментах дополнительное снижение порога вынужденного комбинационного рассеяния.

1. Zhang J.-Z., Chang R. K. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 27. P. 151–153.
2. Zhang J.-Z., Chen G., Chang R. K. // J. Opt. Soc. Am. B. 1990. V. 7. N 1. P. 108–115.
3. Serpenguzer A. S., Chen G., Chang R. K. // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. V. 9. N 6. P. 871–883.
4. Pinnick R. G., Biswas A., Pendleton J., Armstrong R. L. // Appl. Opt. 1992. V. 31.
5. Lin H.-B., Eversole J. D., Campillo A. J. // Opt. Lett. 1992. V. 17. N 11. P. 828–830.
6. Chylek P., Jarzembski M. A., Srivastava V. et al. // Appl. Opt. 1987. V. 26. N 5. P. 760–762.
7. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Чистякова Е.К. // Оптика атмосферы и океана. Т.8. N10. С.1480–1488.

8. Biswas A., Latifi H., Armstrong R.L., Pinnick R.G. // Phys. Review A. 1989. V. 40. N 12. P. 7413–7416.
9. Serpenguzer A.S., Swindal J.C., Chang R.K., Acker W.P. // Appl. Opt. 1992. V. 31. N 18. P. 3543–3551.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
16 декабря 1996 г.

Ju.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Chistyakova. **Effect of IRS Threshold Lowering in Weakly Absorbing Aerosol Particles: Numerical Computation.**

The results of numerical computation of the IRS threshold lowering in weakly absorbing drops of ethanol under exposure to radiation of $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ are presented. Physical premises of the phenomenon appearance in spheroidal particles are examined. The results obtained are compared with the available experimental data.