

УДК 535.016, 535.012.2, 535.518, 537.862, 537.872.32

В. Н. Капшай, А. А. Шамына

ОСОБЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ В ОБОБЩЁННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ РЭЛЕЯ-ГАНСА-ДЕБАЯ

Учреждение образования «Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины», ул. Советская, 104, 246019 Гомель, Беларусь
anton.shamyna@gmail.com

Нелинейные оптические эффекты второго порядка в объёме centrosymmetric сред запрещены в рамках дипольной модели, поэтому интенсивность генерируемого в объёме излучения второй гармоники пренебрежимо мала по сравнению с интенсивностью излучения, генерируемого от двумерных объектов (поверхностей, плёнок, монослоёв). Это явление позволяет селективно получать информацию о таких объектах, в частности о поверхностях диэлектрических нано- и микрочастиц, находящихся в диэлектрике. Часто поверхности таких частиц покрывают тонким слоем оптически нелинейного вещества для усиления генерируемого сигнала.

Одной из наиболее часто используемых моделей для описания генерации второй гармоники от поверхности диэлектрических частиц является дипольная модель на основе приближения Рэля-Ганса-Дебая, что подтверждено экспериментально для сферических частиц [1]. Область применения этой модели ограничена условиями, накладываемыми на размер диэлектрических частиц (порядка длины волны падающего излучения) и относительный показатель преломления материала частицы и окружающей среды (близок к единице).

Математическая модель задачи. В дипольной модели за генерацию второй гармоники от поверхности частиц отвечает нелинейное слагаемое второго порядка вектора поляризации, компоненты которого находятся по формуле

$$P_i^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2)} E_j^{(\omega)} E_k^{(\omega)}, \quad (1)$$

где $\chi_{ijk}^{(2)}$ – тензор нелинейной диэлектрической восприимчивости второго порядка для изотропной поверхности, $E_j^{(\omega)}$ – компоненты вектора напряжённости падающей электромагнитной волны. Тензор $\chi_{ijk}^{(2)}$ для генерации второй гармоники в общем случае имеет вид

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_1^{(2)} n_i n_j n_k + \chi_2^{(2)} n_i \delta_{jk} + \chi_3^{(2)} (n_j \delta_{ki} + n_k \delta_{ij}) + \chi_4^{(2)} n_m (n_k \varepsilon_{ijm} - n_j \varepsilon_{imk}), \quad (2)$$

где $\chi_{1-4}^{(2)}$ – независимые компоненты тензора нелинейной диэлектрической восприимчивости, n_i – компоненты вектора нормали к поверхности, δ_{ij} – дельта-функция Кронекера, ε_{ijm} – символ Леви-Чивита.

Вектор электрической напряжённости падающей плоской электромагнитной волны зададим выражением

$$\mathbf{E}^{(\omega)}(\mathbf{x}) = E_\omega \mathbf{e}^{(\omega)} \exp(i\mathbf{k}^{(\omega)} \mathbf{x}), \quad (3)$$

где E_ω – комплексная амплитуда, $\mathbf{k}^{(\omega)}$ – волновой вектор падающей волны, а $\mathbf{e}^{(\omega)}$ характеризует поляризацию падающей волны (в общем случае эллиптическую).

Напряжённость электрического поля волны второй гармоники, генерируемой от поверхности цилиндрической частицы, можно найти методом функции Грина:

$$\mathbf{E}^{(2\omega)}(\mathbf{x}) = (1 - \mathbf{e}_r \otimes \mathbf{e}_r) \mu_{2\omega} \frac{(2\omega)^2}{c^2} \frac{\exp(ik_{2\omega}r)}{r} \int_V \exp(-i\mathbf{k}^{(2\omega)}\mathbf{x}') \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{x}') d^3\mathbf{x}', \quad (4)$$

где \mathbf{e}_r – базисный вектор сферической системы координат, символ \otimes означает тензорное произведение, $\mu_{2\omega}$ – магнитная проницаемость окружающей среды на частоте второй гармоники, ω – циклическая частота падающего излучения, $\mathbf{k}^{(2\omega)}$ – волновой вектор генерируемой волны, $k_{2\omega} = |\mathbf{k}^{(2\omega)}|$, $r = |\mathbf{x}|$, а интегрирование ведётся по объёму V тонкого оптически нелинейного слоя на поверхности цилиндрической частицы.

Особые направления. Анализируя полученное с помощью формулы (4) распределение генерируемого излучения, можно обнаружить, что генерация отсутствует при определённых комбинациях параметров задачи, например:

- при направлении падающей волны вдоль оси цилиндрической частицы излучение второй гармоники в направлениях вдоль оси частицы отсутствует;

- если волновой вектор падающей волны направлен перпендикулярно оси частицы, то излучение второй гармоники в этом же направлении (и в противоположном ему) не наблюдается;

- если волновой вектор падающей циркулярно поляризованной волны перпендикулярен оси цилиндрической частицы, а коэффициенты анизотропии $\chi_1^{(2)}$ и $\chi_4^{(2)}$ равны нулю, то генерация второй гармоники от боковой поверхности цилиндрической частицы не наблюдается в плоскости падения (содержащей волновой вектор падающей волны и ось частицы).

Аналогично можно обнаружить комбинации параметров задачи, при которых генерируется линейно поляризованное излучение, например:

- при падении линейно поляризованной электромагнитной волны генерируется линейно поляризованное излучение второй гармоники;

- если волновой вектор падающей циркулярно поляризованной волны направлен перпендикулярно оси частицы, а коэффициенты анизотропии $\chi_3^{(2)}$ и $\chi_4^{(2)}$ равны нулю, то генерируется линейно поляризованное излучение второй гармоники.

Более 100 подобных особых направлений обнаружено для генерации от поверхности цилиндрических частиц в дипольной модели, основанной на приближении Рэлея-Ганса-Дебая. Как и при генерации от поверхности сферической частицы [2], такие направления могут быть использованы для оценки коэффициентов $\chi_{1-4}^{(2)}$.

- [1] Viarbitskaya, S. Size dependence of second-harmonic generation at the surface of microspheres / S. Viarbitskaya, V. Kapshai, P. van der Meulen, and T. Hansson // Phys. Rev. A. – 2010. – № 81. – P. 053850.
- [2] Kapshai, V. N. Second-Harmonic Generation from a Thin Spherical Layer and No-Generation Conditions / V.N. Kapshai, A.A. Shamyna // Optics and Spectroscopy. – 2017. – V. 123, № 3. – pp. 440–453.