

Генерация второй гармоники за счёт пространственной структуры излучения

А. А. Гуняга, М. В. Дурнев, С. А. Тарасенко

ФТИ им. А. Ф. Иоффе

Мотивация

Эффекты генерации второй гармоники требуют отсутствия центра инверсии в системе.

На данный момент изучено много различных механизмов генерации второй гармоники, в которых отсутствие центра инверсии обеспечивается самой кристаллической решёткой или, например, постоянным электрическим током [1], волновым вектором наклонно падающего излучения [2] или наличием края у образца [3]. Также генерация второй гармоники может возникать в скрученных ван-дер-ваальсовых гетероструктурах [4].

Естественно предполагать, что нарушение симметрии в системе за счёт пространственной неоднородности (структурированности) самого падающего излучения тоже может привести к генерации второй гармоники.

Недавно была решена задача о генерации постоянного тока за счёт структуры падающего излучения [5]. Во втором порядке по полю может появиться только постоянный ток и вторая гармоника, поэтому задача о генерации второй гармоники дополнит описание квадратичного отклика двумерных электронных газов на структурированное излучение.

Постановка задачи

Двумерный электронный газ освещается структурированным излучением на частоте ω

ДЭГ взаимодействует с $(\mathbf{r} = (x, y))$

• электрическим полем, лежащим в плоскости образца:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) \parallel (xy)$$

• компонентой магнитного поля \perp плоскости образца:

$$B_z(\mathbf{r}, t) = B_z(\mathbf{r})e^{-i\omega t} + \text{c.c.}$$

$$B_z(\mathbf{r}) = -i(c/\omega)(\partial_x E_y(\mathbf{r}) - \partial_y E_x(\mathbf{r}))$$

В образце наводится ток

$$\mathbf{j}_{2\omega}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}_{2\omega}(\mathbf{r})e^{-2i\omega t} + \text{c.c.}$$

Ставится задача расчёта плотности электрического тока $\mathbf{j}_{2\omega}(\mathbf{r})$, осциллирующего на частоте 2ω , и излучаемого этим током электрического поля $\mathbf{E}_{2\omega}$

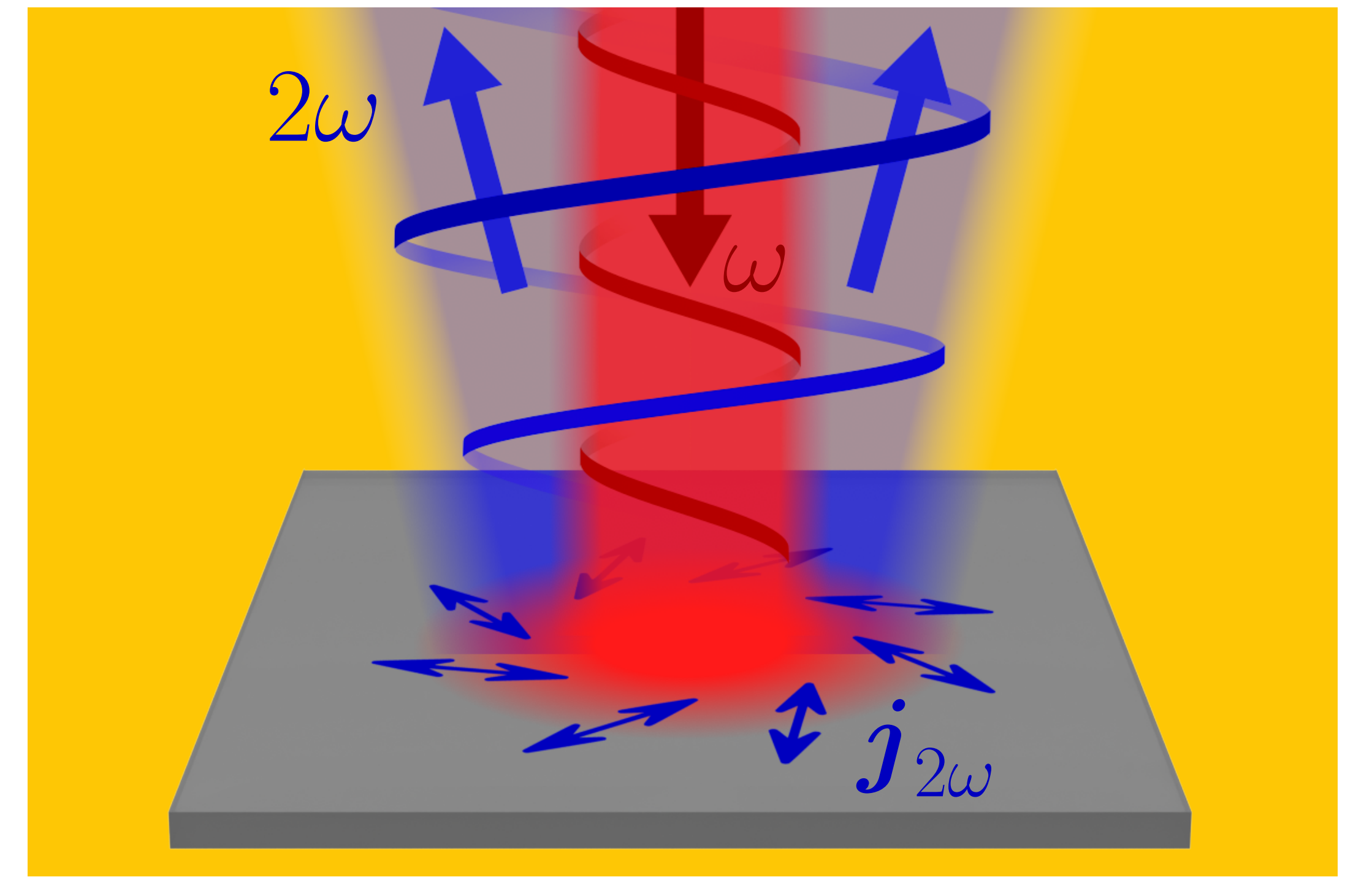


Рис. 1. Генерация второй гармоники за счёт пространственной структуры излучения. Неоднородное электрическое поле закрученной электромагнитной волны, осциллирующее на частоте ω , генерирует в двумерном электронном газе переменный ток на удвоенной частоте $\mathbf{j}_{2\omega}$, который, в свою очередь, излучает закрученную волну удвоенной частоты 2ω .

Решение. Кинетическое уравнение. Теория возмущений

Для расчёта искомого тока вводится фазовая плотность электронов $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. Она удовлетворяет уравнению Больцмана, описывающему кинетику свободных носителей заряда в присутствии неоднородного электромагнитного поля с частотой $\omega \ll E_g/\hbar$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + e \left[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \right] \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = -\frac{f - \langle f \rangle}{\tau}$$

Функция распределения f раскладывается в ряд теории возмущений по степеням амплитуды падающего поля до второго порядка:

$$f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = f_0 + [f_1(\mathbf{p}, \mathbf{r})e^{-i\omega t} + \text{c.c.}] + [f_2(\mathbf{p}, \mathbf{r})e^{-2i\omega t} + \text{c.c.}] \quad \begin{aligned} f_1 &\propto E \\ f_2 &\propto EE, EB \end{aligned}$$

Подстановка этого разложения в уравнение Больцмана приводит к уравнениям на поправки f_1 и f_2 . Искомый ток на удвоенной частоте выражается через f_2 следующим образом:

$$\mathbf{j}_{2\omega}(\mathbf{r}) = e\nu \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} f_2(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \quad (\text{аналог формулы } \mathbf{j} = ne \langle \mathbf{v} \rangle)$$

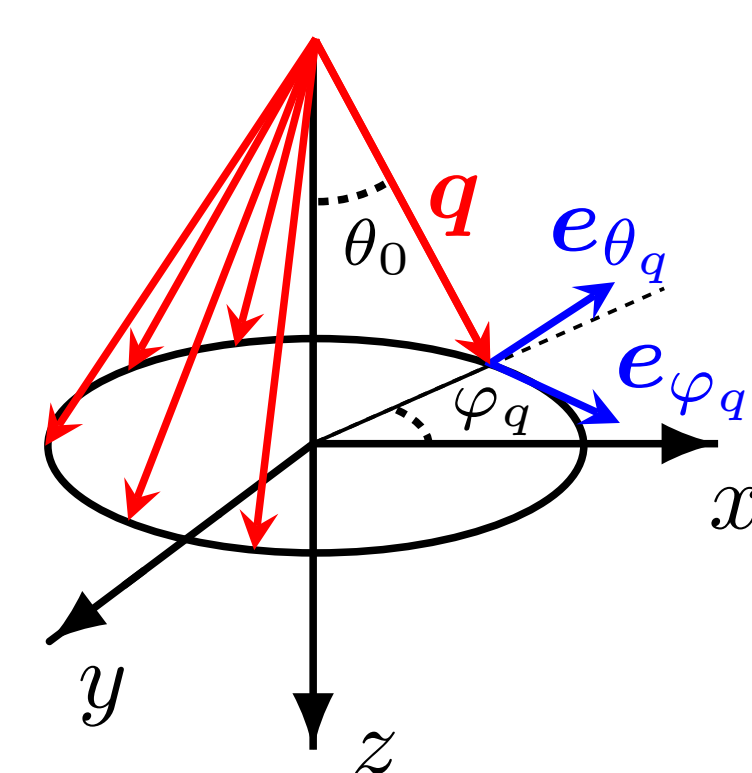
Финальное выражение для плотности тока

$$\mathbf{j}_{2\omega} = \frac{-ie\sigma_0\tau}{m^*\omega(1-i\omega\tau)(1-2i\omega\tau)^2} \left[(1-i\omega\tau)\nabla(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) - (\mathbf{E} \cdot \nabla)\mathbf{E} + (1-4i\omega\tau)\mathbf{E}(\nabla \cdot \mathbf{E}) \right]$$

Генерация второй гармоники закрученным светом

Бесселева волна — простейший пример закрученного света. Она представляет собой совокупность запаздывающих относительно друг друга плоских волн с волновыми векторами, направленными по конусу (см. рис. справа)

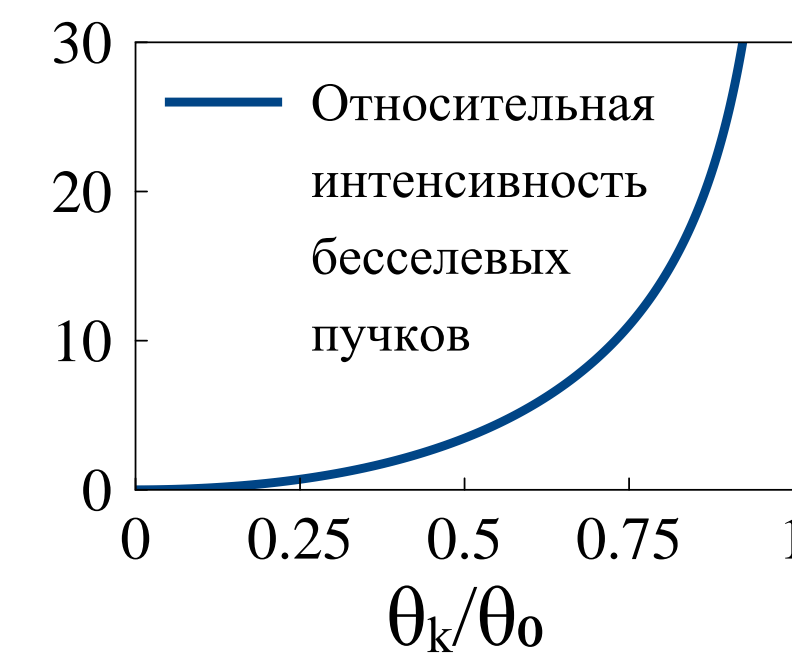
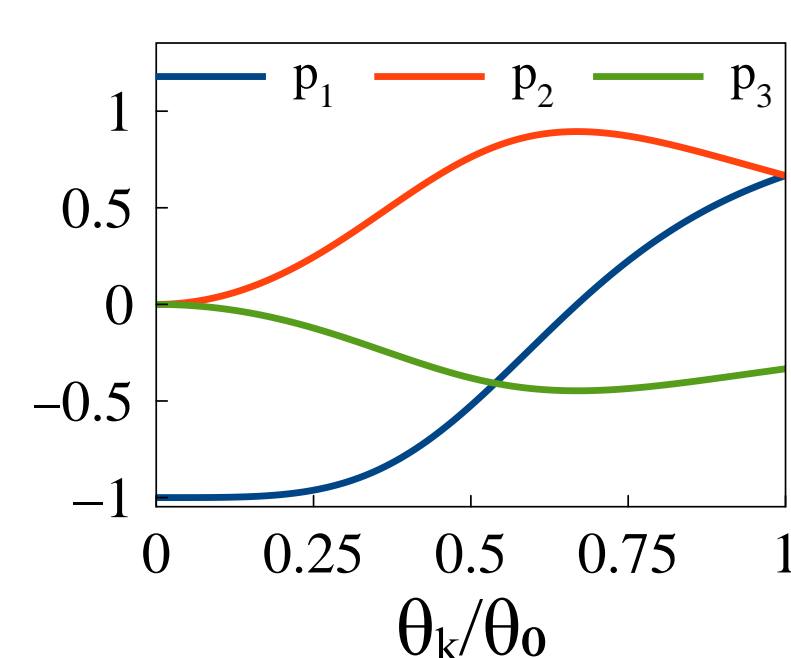
$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}, z) = \sum_{q_\parallel} \mathbf{a}(q_\parallel) e^{iq_\parallel \mathbf{r} + iq_z z}$$
$$\mathbf{a}(q_\parallel) \propto \delta(q_\parallel - q_0) (\alpha \mathbf{e}_{\theta_q} + \beta \mathbf{e}_{\varphi_q}) e^{im\varphi_q}$$



Переизлучённый пучок на удвоенной частоте:

$$\mathbf{E}_{2\omega} = \sum_{q_\parallel} \mathbf{b}(q_\parallel) e^{iq_\parallel \mathbf{r} + i((2\omega/c)^2 - q_\parallel^2)^{1/2} |z|} \quad \mathbf{b}(q_\parallel) \propto \frac{\theta(2q_0 - q_\parallel)}{\sqrt{(2q_0)^2 - q_\parallel^2}} [\alpha_{2\omega}(q_\parallel) \mathbf{e}_{\theta_q} + \beta_{2\omega}(q_\parallel) \mathbf{e}_{\varphi_q}] e^{2im\varphi_q}$$

- Произошло удвоение проекции полного момента m
- Переизлучённый пучок представляет собой суперпозицию бесселевых волн

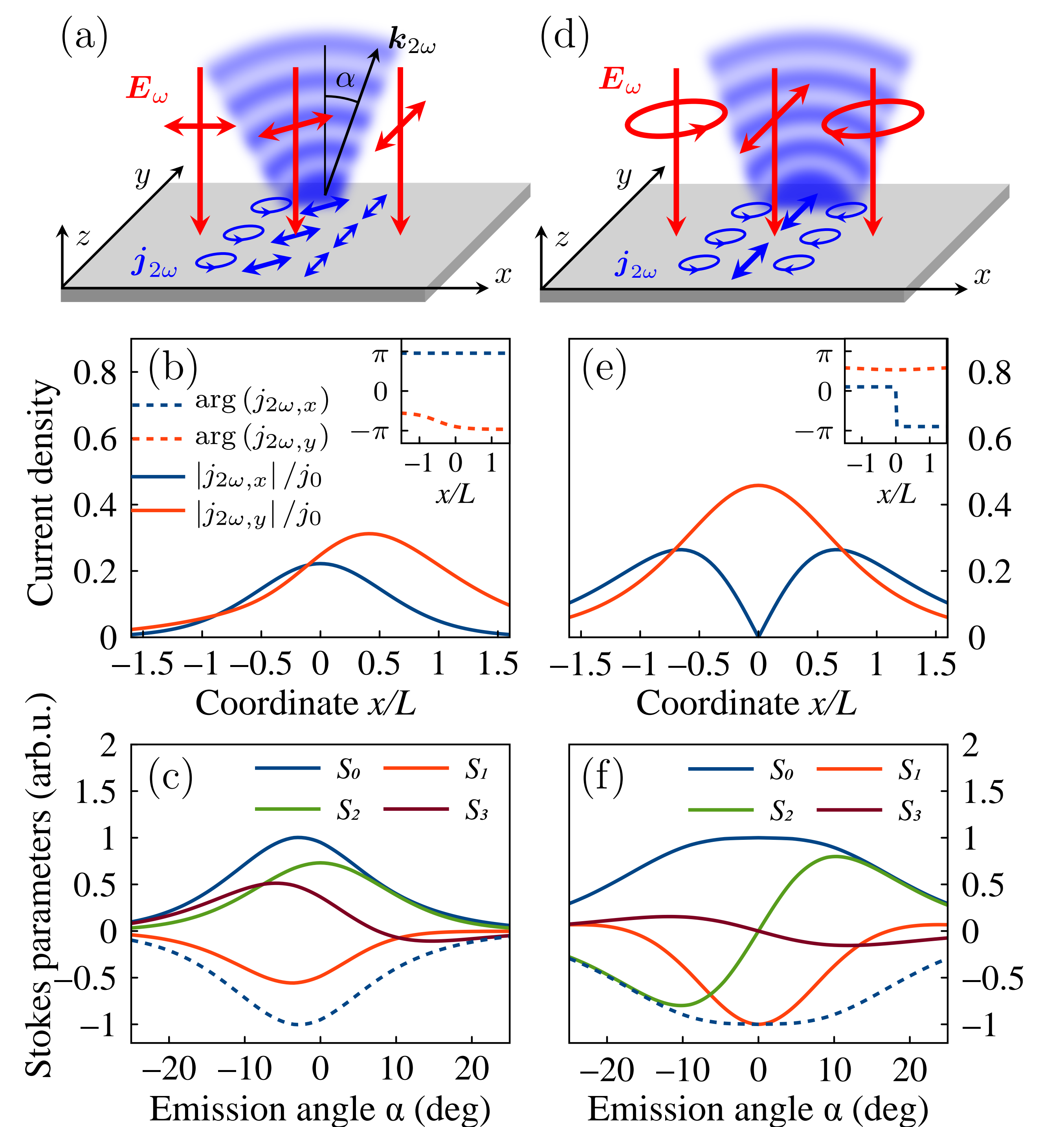


Пример: поляризация меняется в одном направлении

В этом разделе численно рассчитан ток и его излучение на удвоенной частоте, вызванные падающим пучком с неоднородной в одном направлении поляризацией.

- На панели (а) схематично зарисована генерация второй гармоники излучением, линейно поляризованным вдоль оси x при $x < 0$ и линейно поляризованным вдоль оси y при $x > 0$. В области $x \approx 0$ происходит плавный поворот направления поляризации;
- Панель (b) описывает пространственную зависимость тока на двойной частоте, генерируемого таким излучением;
- На панели (c) отражена угловая зависимость интенсивности и поляризации излучения на двойной частоте, вызванного этим током.

Панели (d), (e) и (f) имеют тот же смысл для ситуации, когда при $x < 0$ поле имеет левую циркулярную поляризацию, при $x > 0$ — правую циркулярную, а посередине переключается, проходя через линейную поляризацию вдоль оси y .



Литература

- [1] J. B. Khurgin, **Current induced second harmonic generation in semiconductors**, Applied Physics Letters **67**, 1113–1115 (1995).
- [2] M. Glazov and S. Ganichev, **High frequency electric field induced nonlinear effects in graphene**, Physics Reports **535**, 101–138 (2014).
- [3] M. V. Durnev and S. A. Tarasenko, **Second harmonic generation at the edge of a two-dimensional electron gas**, Physical Review B **106** (2022).
- [4] W.-T. Hsu, Z.-A. Zhao, L.-J. Li, C.-H. Chen, M.-H. Chiu, P.-S. Chang, Y.-C. Chou, and W.-H. Chang, **Second harmonic generation from artificially stacked transition metal dichalcogenide twisted bilayers**, ACS Nano **8**, 2951–2958 (2014).
- [5] A. A. Gunyaga, M. V. Durnev, and S. A. Tarasenko, **Photocurrents induced by structured light**, Physical Review B **108** (2023).

Этот постер:

