

ФИЛЬТРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК ЛАЗЕРА
С ПОМОЩЬЮ ЗОННОЙ ПЛАСТИНКИ

Г. Т. Замула, А. С. Маркин, И. Н. Рубцов, В. Б. Студенов

УДК 621.378.325

Рассматривается метод пространственной фильтрации оптических гармоник любого порядка, использующий дисперсионные свойства зонной пластинки. Предложена методика расчета эффективности фильтрации в зависимости от параметров зонной пластинки и набора гармоник. Приводятся предварительные экспериментальные результаты.

При создании когерентных источников далекого ультрафиолетового диапазона путем нелинейного преобразования мощного лазерного излучения видимого диапазона в гармоники высших порядков /1,2/ возникает проблема фильтрации излучения гармоники необходимого порядка от излучения основной частоты и гармоник других порядков. Для решения этой задачи был предложен метод /3/, основанный на использовании дисперсионных свойств зонной пластинки (ЗП) с определенным образом выбранным полным числом зон. При использовании конкретной ЗП была получена таким методом достаточно эффективная фильтрация третьей гармоники лазера на гранате.

В настоящей работе исследован общий характер зависимости эффективности фильтрации от параметров ЗП и набора гармоник и показана возможность фильтрации таким методом гармоники любого порядка, в том числе и дробного..

Рассмотрим ЗП, на которую нормально к ее поверхности падает излучение, представляющее собой суперпозицию плоских монохроматических волн λ_j единичной амплитуды с $\lambda_j = \lambda/j$, где

$j = 1, 2, 3, \dots, n, \dots$, а n - номер волны гармоник, подлежащей выделению. Воспользовавшись результатами работы /4/, можно показать, что в скалярном приближении распределение амплитуды волны гармоник с номером j в сечении, перпендикулярном оси ЗП и проходящем через точку P_n главного фокуса ЗП для λ_n , в случае ЗП с нечетным полным числом зон и первой прозрачной зоной имеет вид:

$$A_j(r, L_n) = \exp(ik_j L_n) \sum_{m=0}^N J_0 \left(2kr \sqrt{\frac{m_j}{n} \frac{L_n}{L_n}} \right) \exp \left[i(j+n) \frac{m}{n} \pi \right], \quad (1)$$

где N - полное число зон ЗП, $k_j = 2\pi/\lambda_j$, r - расстояние от оси ЗП, L_n - главное фокусное расстояние ЗП для λ_n , J_0 - функция Бесселя нулевого порядка.

В точке P_n амплитуда j -той гармоник выразится в виде

$$A_j(0, L_n) = \exp(ik_j L_n) \sum_{m=0}^N \exp \left[i(j+n) \frac{m}{n} \pi \right] = \exp(ik_j L_n) \frac{\exp[i(N+1)(j+n)\pi/n] - 1}{\exp[i(j+n)\pi/n] - 1}. \quad (2)$$

Из (2) следует, что при

$$N = 2qn - 1, \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

в точке главного фокуса волн λ_n амплитуды A_j всех гармоник λ_j с $j < n$ обращаются в нуль, а амплитуда волн λ_n имеет максимальное значение $A_n(0, L_n) = N + 1$.

Таким образом, располагая в точке P_n диафрагму диаметром $2\delta r_0$ (где $\delta r_0 = 0,61\lambda_n^{1/2} L_n^{1/2} / N^{1/2}$ - радиус первого минимума в распределении интенсивности волн λ_n в плоскости ее главного фокуса) и выбирая число зон ЗП согласно (3), можно существенно изменить соотношение n -той и j -тых гармоник до и после диафрагмы. При этом следует иметь в виду, что фильтрация

излучения λ_n от гармоник с $j = n(2l - 1)$, где $l = 2, 3, 4, \dots$, будет недостаточно эффективной, так как в этом случае точка главного фокуса ЗП для λ_n совпадает с одним из дополнительных фокусов ЗП для j -той гармоники.

Отметим, что из (2) также следует возможность использования данного метода для фильтрации гармоник дробной кратности.

В формуле (1) удобно перейти к безразмерному параметру $x = 2r/(\lambda_n L_n/N)^{1/2} \sim r/\delta R_0$. В этом случае

$$A_j(x, L_n) = \exp(ik_j L_n) \sum_{m=0}^N J_0 \left(\pi x \frac{j}{n} \sqrt{\frac{m}{N}} \right) \exp \left[i(j+n) \frac{m}{N} \pi \right]. \quad (4)$$

Из (4) следует, что с точностью до постоянной фазы в точке F_n амплитуда излучения гармоник A_j , а, следовательно, и эффективность фильтрации не зависит от фокусного расстояния пластинки L_n и длины волн гармоник, а является функцией номеров гармоник и полного числа зон ЗП.

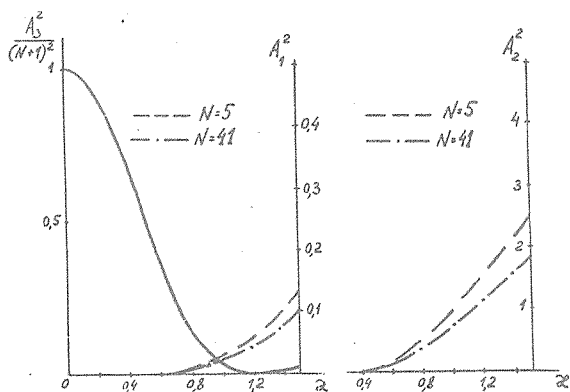
Расчет, выполненный по формуле (4) для $n = 3$ ($j = 1, 2; N = 5, 17, 29, 41$) и $n = 4$ ($j = 1, 2, 3; N = 7, 23, 31, 39$), показал, что эффективность фильтрации (отношение потоков излучения w_n/w_j , прошедших через диафрагму заданного диаметра) предлагаемого фильтра с диафрагмой радиусом $1,22x$ в случае выделения гармоник высшего порядка растет как $\sim (N+1)^2$ и достигает следующих значений:

а) для $n = 3; N = 41; w_3/w_1 \sim 2,5 \cdot 10^4; w_3/w_2 \sim 10^3;$

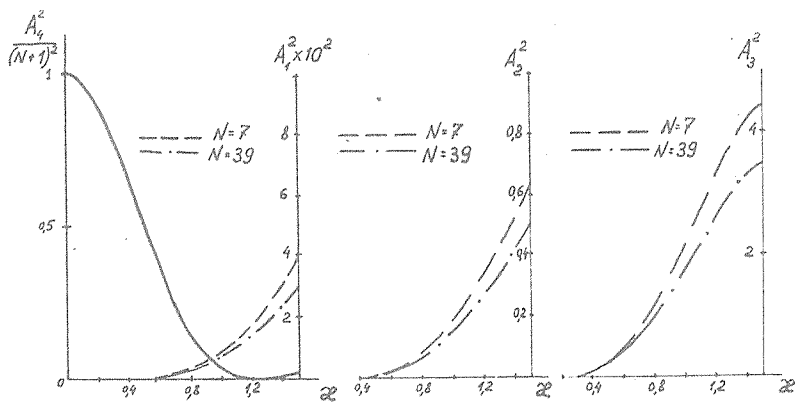
б) для $n = 4; N = 39; w_4/w_1 \sim 10^5; w_4/w_2 \sim 4 \cdot 10^3; w_4/w_3 \sim 3 \cdot 10^2.$

Таким образом, ЗП с числом зон $\sim 30 + 40$ оказывается достаточно эффективной для фильтрации гармоник 3-го и более высоких порядков.

Результаты расчета для $n = 3$ ($j = 1, 2; N = 5, 41$) и $n = 4$ ($j = 1, 2, 3; N = 7, 39$) представлены на рис. 1 и 2 (кривые для промежуточных значений N находятся между кривыми для крайних значений).



Р и с. 1. Распределение квадратов амплитуд плоских монохроматических волн $\lambda_3 = \lambda_1/3$, $\lambda_2 = \lambda_1/2$ и λ_1 в плоскости главного фокуса ЗП для λ_3



Р и с. 2. Распределение квадратов амплитуд плоских монохроматических волн $\lambda_4 = \lambda_1/4$, $\lambda_3 = \lambda_1/3$, $\lambda_2 = \lambda_1/2$ и λ_1 в плоскости главного фокуса ЗП для λ_4

Экспериментальная проверка некоторых полученных выводов проводилась с лазером на гранате в моноимпульсном режиме. Излучение лазера ($\lambda_1 = 1,064$ мкм) и двух его гармоник $\lambda_2 = 0,532$ мкм и $\lambda_3 = 0,355$ мкм, которые получались каскадным преобразованием в двух последовательно расположенных кристаллах КДР, направлялось на ЗП с $N = 29$ и главным фокусным расстоянием для λ_3 , равным 1 м. В точке главного фокуса для λ_3 располагалась диафрагма $\phi \sim 150$ мкм. Полученные отношения w_3/w_1 и w_3/w_2 за диафрагмой составили $\sim 5 \cdot 10^2$ и $\sim 10^2$ (расчетные значения $\sim 10^4$ и $\sim 10^3$, соответственно). Причину расхождения экспериментальных и теоретических результатов по эффективности фильтрации следует искать в том, что при проведении эксперимента не были выполнены все требования расчетной схемы (однородность и коллинеарность пучков, приближение плоской волны, высокая точность изготовления и юстировки ЗП и диафрагмы и т.д.). Оптимизация всех этих параметров несомненно должна привести к увеличению эффективности фильтрации и приближению ее к расчетной.

Предлагаемый метод фильтрации может оказаться особенно актуальным в области вакуумного ультрафиолета не только по причине отсутствия прозрачных сред в этом диапазоне, но и в силу пригодности его для работы со сфокусированными пучками, т.е. для схем получения гармоник высших порядков /1,2/.

В заключение авторы выражают благодарность за ценные замечания Л. Д. Деркачевой и П. П. Пашину.

Поступила в редакцию
28 мая 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. Reintjes, C. Y. She, R. C. Eckardt, IEEE J. Quant. Electron., QE-14, 581 (1978).
2. В. И. Берков и др., Краткие сообщения по физике ФИАН № 5, 25 (1979).
3. А. С. Маркин, В. Б. Студенов, А. А. Иолтуховский, ЖТФ, 50, 2482 (1980).
4. Г. Д. Маложинец, ДАН СССР, 54, 403 (1946).