

[3] Зильберман П. Е., Семен Б. Т., Тихонов В. В., Толкачев А. В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 10. С. 59—63.

[4] O'Keefe T. W., Patterson R. W. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 9. P. 4886—4895.

[5] Сучков С. Г. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (VI Зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 2. Саратов, 1983. С. 171—178.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Саратовский филиал;

Поступило в Редакцию
30 ноября 1989 г.

01; 06

Журнал технической физики, т. 61, в. 2, 1991

© 1991 г.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ВОЛНОВОДОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ЧЕРЕНКОВСКОЙ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Е. А. Божевольная, С. И. Божевольный

Генерация второй гармоники в виде черенковского излучения из волновода [1] вновь привлекла к себе внимание вследствие возможности непосредственного измерения характеристик волновода [2, 3], а также слабой чувствительности к температурным и структурным изменениям при достаточно большой эффективности преобразования [4]. В связи с последним возникает вопрос выбора волноводных параметров для достижения наибольшей эффективности преобразования. В настоящей работе проведен расчет эффективности генерации черенковской второй гармоники в зависимости от нормализованных параметров тонкопленочного волновода с гауссовым распределением показателя преломления и рассмотрен выбор параметров волноводов на основе ниобата лития для реализации эффективного преобразования.

Рассмотрим взаимодействие направляемой моды E^ω волновода, изготовленного в приповерхностном слое нелинейного кристалла, и радиационной моды $E^{2\omega}$ второй гармоники, излучаемой в подложку под углом θ (рис. 1). В случае отсутствия потерь излучения при распространении и низкой эффективности преобразования (приближение заданного поля) генерацию радиационной моды второй гармоники можно описать следующим выражением [5, 6]:

$$\frac{dB(\theta)}{dz} = -i\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{d}{n} A^2 \int_0^\infty a^2(x) b(\theta, x) dx e^{i\Delta k z}, \quad (1)$$

где

$$E^\omega(x) = A \cdot a(x), \quad \int_{-\infty}^\infty a^2(x) dx = 1,$$

$$E^{2\omega}(\theta, x) = B(\theta) \cdot b(\theta, x), \quad \int_{-\infty}^\infty b(\theta, x) b^*(\theta', x) dx = \delta(\theta - \theta'),$$

$$\Delta k = \beta_{2\omega} - 2\beta_\omega = \frac{2\omega}{c} (n_{2\omega} \cos \theta - n_\omega^*),$$

ω — частота волны накачки (направляемой моды), μ_0 и ϵ_0 — магнитная и диэлектрическая проницаемость вакуума, d и n — соответствующая компонента нелинейного оптического тензора и показатель преломления кристалла, Δk — фазовая расстройка преобразования, $n_{2\omega}$ — показатель преломления подложки на частоте второй гармоники для соответствующей поляризации черенковского излучения, n_ω^* — эффективный показатель преломления направляемой моды, $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-0.5}$ — скорость света в вакууме.

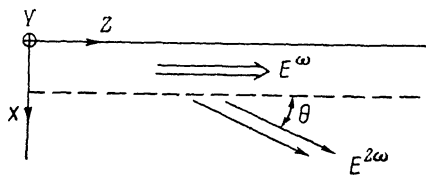


Рис. 1. Схема генерации черенковской второй гармоники.

Полная мощность излучения второй гармоники $P_{2\omega}$ с учетом гораздо более слабой зависимости интеграла перекрытия $I(\theta) = \int_0^{\infty} a^2(x) b(\theta, x) dx$ от угла излучения θ по сравнению с зависимостью фазовой расстройки получается интегрированием соотношения (1) по переменным x и θ и использованием нормировочных соотношений [5]

$$P_{2\omega} = 4\pi \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d^2 L I^2(\theta_0)}{a n^2 \operatorname{tg} \theta_0} P_{\omega}^2, \quad (2)$$

где P_{ω} — мощность накачки (направляемой моды), L — длина взаимодействия (в данном случае длина волновода), a — характерный размер пучка излучения вдоль оси Y , θ_0 — угол выполнения условия фазового синхронизма $n_{2\omega} \cos \theta_0 = n_{\omega}^*$.

Следует отметить линейную (а не квадратичную) зависимость мощности второй гармоники $P_{2\omega}$ от длины преобразования L . Дело в том, что увеличение длины L приводит к уменьшению интервала углов $\Delta\theta$, где мощность радиационной моды отлична от нуля, что частично компенсирует увеличение $P_{2\omega}$, а также приводит к появлению $\operatorname{tg} \theta_0$ в знаменателе выражения (2).

Для расчета зависимости нормированного интеграла перекрытия I интенсивности направляемой моды и поля радиационной моды от параметров волновода и угла излучения θ рассмотрим тонкопленочный волновод с гауссовым распределением показателя преломления по глубине, что является наиболее характерным для диффузных волноводов

$$n_{\omega(2\omega)}(x) = n_{\omega(2\omega)} + \Delta n_{\omega(2\omega)} \exp \left[- \left(\frac{x}{D} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Здесь D — характерная толщина волновода, которая предполагалась одинаковой для волн накачки и второй гармоники. Эффективный показатель преломления n_{ω}^* и нормированное распределение $a(x)$ поля направляемой моды определялись по аппроксимационным формулам [7]. Нормированное распределение $b(\theta, x)$ поля радиационной моды рассчитывалось при помощи замены гауссового распределения (3) многоступенчатым, тогда полученный многослойный (15—30 слоев) волновод допускает аналитическое представление $b(\theta, x)$. При этом полагалось $a(0) = b(\theta, 0) = 0$, что справедливо с высокой степенью точности для волноводов в ниобате лития, и, следовательно, результаты расчетов можно использовать для TE - и TM -мод.

Можно показать, что в рассматриваемом случае величина интеграла перекрытия I определяется значениями нормализованных параметров V_{ω} , $V_{2\omega}$ и ρ

$$V_{\omega(2\omega)} = \frac{2\pi}{\lambda} D \sqrt{2n_{\omega(2\omega)} \Delta n_{\omega(2\omega)}}, \quad \rho = \sqrt{(1 - \cos \theta) \frac{n_{2\omega}}{\Delta n_{2\omega}}}, \quad (4)$$

где λ — длина волны накачки.

Расчитанные зависимости интеграла перекрытия I от величины параметра ρ для разных значений V_{ω} и $V_{2\omega}$ представлены на рис. 2. На практике часто значения V_{ω} и $V_{2\omega}$ отличаются незначительно, поэтому были рассчитаны также зависимости $I(\rho)$ для разных значений $V = V_{\omega} = V_{2\omega}$ из области одномодового режима для волны накачки ($1.65 \leq V_{\omega} \leq 4.5$ [7]), которые представлены на рис. 3.

Полученные результаты показывают, что оптимальные значения параметра ρ лежат в диапазоне $\rho \approx 0.1 - 0.6$, при этом величина интеграла перекрытия I быстро возрастает с уменьшением V_{ω} , т. е. с приближением к отсечке. Например, при $V = 1.75$ максимальное значение интеграла перекрытия составляет $I_{\max} = 0.44$ при $\rho = 0.05$. Следует отметить, что при малых углах излучения θ величина параметра ρ пропорциональна θ (см. (4)) и, таким образом, мощность второй гармоники $P_{2\omega} \sim I^2/\rho$, согласно выражению (2). Поэтому наибольшее значение $P_{2\omega}$ достигается при $\rho \approx 0.2 - 0.3$ для значений параметра V_{ω} , лежащих в диапазоне $2.2 < V_{\omega} < 4.2$ (рис. 3). Используя выражение (4) для параметра ρ и условие фазового синхронизма, можно получить соотношение для выбора оптимальных параметров волновода при генерации черенковской второй гармоники

$$n_{2\omega} - n_{\omega} = \rho^2 \Delta n_{2\omega} + \gamma \Delta n_{\omega}, \quad (5)$$

где $\gamma = (n_{\omega}^* - n_{\omega}) / \Delta n_{\omega}$ — нормализованный эффективный показатель преломления направляемой моды.

Например, для волноводов в ниобате лития, полученных путем диффузии титана, величина правой части соотношения (5) составляет ~ 0.005 при оптимальных значениях ρ , что

позволяет рассчитывать на высокую эффективность преобразования только при $\lambda \sim 1$ мкм из направляемой моды обыкновенной поляризации в радиационную моду второй гармоники необыкновенной поляризации [3]. Для протонно-обменных волноводов в ниобате лития величина правой части (5) на порядок больше, и эффективного преобразования для мод необыкновенных поляризаций можно добиться в широком диапазоне $\lambda \approx 0.8-1.3$ мкм [4]. Соответствующие углы излучения второй гармоники в подложку оцениваются по формуле $\theta \approx \rho \sqrt{(2\Delta n_{2\omega})/n_{2\omega}}$ и составляют $\theta \sim 0.02-0.1$.

Аналогичные расчеты были проведены для тонкопленочных волноводов с прямоугольным распределением показателя преломления, что более соответствует профилю протонно-обменных волноводов, и показали примерно такие же значения параметра ρ для наибольшей эффективности преобразования. Интересно сравнить эффективность генерации черенковской второй гармоники и эффективность генерации волноводной второй гармоники, т. е. когда волны накачки и удвоенной частоты являются направляемыми модами. Можно показать, что их отношение Γ при прочих равных условиях равно $\Gamma = (2\pi D)/(L \operatorname{tg} \theta_0)$, если пренебречь

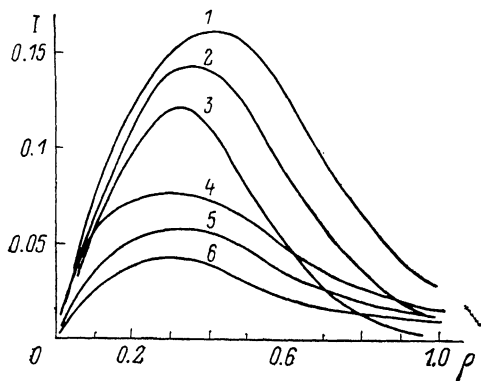


Рис. 2. Зависимость интеграла перекрытия $I(\rho)$ для различных значений параметров V_ω и $V_{2\omega}$.

1 — $V_\omega=2.5$; $V_{2\omega}=2.35$, 2 — 2.5, 3 — 2.65; 4 — $V_\omega=3.5$; $V_{2\omega}=3.35$, 5 — 3.5, 6 — 3.65.

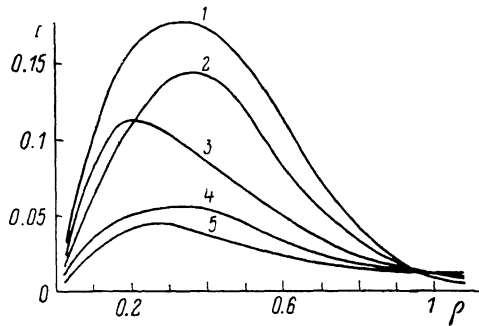


Рис. 3. Зависимость интеграла перекрытия $I(\rho)$ для различных значений параметра $V_\omega = V_{2\omega} = V$.

1 — 2.25, 2 — 2.5, 3 — 3.0, 4 — 3.5, 5 — 4.0.

различием величин интегралов перекрытий. Для характерных значений $D \approx 3$ мкм, $L \approx 10^4$ мкм, $\theta_0 \approx 0.06$ эта величина равняется $\Gamma \approx 0.03$. Следует отметить, что предполагаемое при этом условие фазового синхронизма для волноводного взаимодействия требует стабилизации температуры кристалла на уровне 0.1°C [8], тогда как при генерации черенковской второй гармоники фазовый синхронизм реализуется «автоматически» выбором θ_0 .

Полученные результаты могут быть использованы также для определения оптимальных параметров канальных волноводов при генерации черенковской второй гармоники, так как зависимости $I(\rho)$ отражают фазовую расстройку преобразования в плоскости, перпендикулярной направлению распространения [9], что связано с распределениями полей мод по оси X , которые в приближении эффективного показателя преломления совпадают для тонкопленочных и канальных волноводов. В этом случае параметр a в соотношении (2) представляет собой характерную ширину данной моды и эффективность генерации для различных мод по ширине отличается только вследствие разности величин $a \operatorname{tg} \theta_0$. В ходе эксперимента по измерению флуктуаций эффективных показателей преломления мод канальных $\text{Ti} : \text{LiNbO}_3$ волноводов по распределению интенсивности излучения черенковской второй гармоники [3] были также измерены относительные величины эффективностей преобразования для основных мод канальных волноводов с ширинами 6, 7, 8 и 9 мкм. По измеренным углам синхронизма θ_0 и относительным величинам $P_\omega, P_{2\omega}$ можно определить относительные величины квадратов интегралов перекрытий I_2 согласно выражению (2), которые относятся друг к другу соответственно как 1 : 1.1 : 1.3 : 1.5. Эти же величины, рассчитанные согласно описанной выше методике (в предположении $V_\omega = V_{2\omega}$), составляют отношения 1 : 1.3 : 1.5 : 1.6, что хорошо согласуется с величинами, определенными на основании экспериментальных результатов. Это подтверждает применимость полученных результатов к рассмотрению генерации черенковской второй гармоники в канальных волноводах. Использование результатов, представ-

ленных на рис. 2 и 3, вместе с соотношениями (2), (5) позволяет выбрать оптимальные параметры волноводов для достижения наибольшей эффективности генерации черенковской второй гармоники.

Список литературы

- [1] Tien P. K., Ulrich R., Martin R. J. // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 17. N 10. P. 447—450.
- [2] Sanford N. A., Robinson W. C. // Optics Lett. 1987. Vol. 12. N 6. P. 445—447.
- [3] Bozhevolnyi S. I., Pedersen K. // Optics Commun. 1989. Vol. 69. N 3. P. 239—242.
- [4] Taninchi T., Yamamoto K. // Proc. CLEO. 1987. Paper WP-6.
- [5] Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 576 с.
- [6] Ярус А., Юр П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
- [7] Riviere L., Yi-Yan A., Carru H. // J. Lightwave Technol. 1985. Vol. 3. N 2. P. 368—377.
- [8] Sohler W., Hampel B., Regener R. et al. // J. Lightwave Technol. 1986. Vol. 4. N 7. P. 772—777.
- [9] So V. C. Y., Normandin R., Stegeman G. I. // J. Opt. Soc. Am. 1979. Vol. 69. N 8. P. 1166—1171.

Ярославский
политехнический институт

Поступило в Редакцию
23 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
30 мая 1990 г.

10

Журнал технической физики, т. 61, в. 2, 1991

© 1991 г.

ДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ СИЛЬНОТОЧНЫХ РЭП ПО ДОЗНОМУ ПОЛЮ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Ф. Зинченко, М. Н. Лебедев, Ю. П. Бакулин, В. М. Лихолат

1. Для корректной интерпретации результатов экспериментов с использованием релятивистских электронных пучков (РЭП) необходима информация о функции распределения электронов (ФРЭ), падающих на облучаемые объекты, которая в общем случае определяется

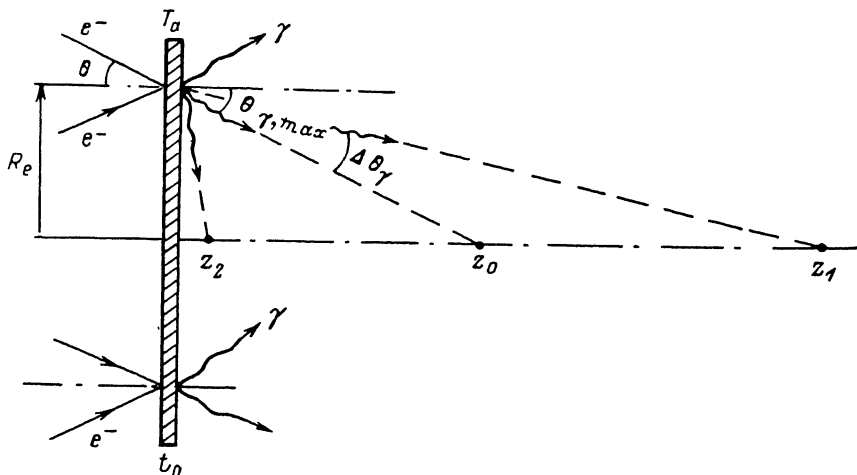


Рис. 1. Геометрия расчета и измерений дозовых характеристик тормозного излучения.

R_e — средний радиус пучка, t_0 — толщина конвертора.

начальным распределением электронов, наличием электрических и магнитных полей, а также геометрией и материальным составом области транспортировки. Для слаботочных пучков задача обычно решается просто, однако для сильноточных РЭП, когда на динамику пучка оказывают существенное влияние его собственные поля, задача становится нетривиальной. В этом случае либо прибегают к прямому численному моделированию физических процессов,