

621.375.9:66.085.1

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л. А. Кулевский

Принцип параметрического усиления и генерации электромагнитных волн в оптическом диапазоне был высказан и разработан в 1962 г. в работах С. А. Ахманова и Р. В. Хохлова¹, Кингстона² и Кролла³. Сообщения о первых успешных экспериментах по изучению параметрической генерации света появились в 1965—1966 гг.⁴⁻⁶, что положило начало созданию перестраиваемых по частоте (длине волны) источников когерентного излучения. Диапазон плавной перестройки длин волн параметрических генераторов света (ПГС), освоенный к настоящему времени, составляет 0,4—16,4 мкм^{24,31} и может быть обеспечен наличием всего четырех нелинейных кристаллов: ADP, LiNbO₃, Ag₃AsS₃ и CdSe.

Объем настоящего доклада не позволяет даже вкратце рассмотреть все существующие в настоящее время разновидности ПГС, описанию которых посвящен ряд обзоров⁷⁻¹⁶, поэтому мы ограничимся рассмотрением ПГС лишь на одном примере созданного в лаборатории колебаний ФИАН

параметрического генератора инфракрасного излучения на кристалле CdSe.

Но прежде чем приступить к описанию ПГС на кристалле CdSe, необходимо обратиться к работам академика Николая Дмитриевича Папалекси по параметрическим генераторам электрических колебаний. Большинство этих работ было выполнено им совместно с академиком Л. И. Мандельштамом. Работы Н. Д. Папалекси в области параметрических явлений оказали большое влияние на развитие параметрических генераторов и усилителей в СВЧ диапазоне, широкое применение которых началось в 50-х годах, а затем и на создание ПГС в оптическом диапазоне в начале 60-х годов. Следует отметить, что хотя параметрическое возбуждение механических колебаний было известно еще в прошлом веке (опыт Мельде, 1859 г.), впервые на возможность использования параметрических явлений для усиления и генерации электрических колебаний указали Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси. Первые параметрические генераторы электрических колебаний с механическим изменением индуктивности или емкости в колебательном контуре, не содержащем источников э. д. с. или токов, были экспериментально реализованы Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси в 1931—1933 гг.¹⁷⁻¹⁹ Ими была также развита подробная теория наблюдаемых явлений, когда в результате периодического изменения величины одного из реактивных параметров колебательного контура в нем возбуждаются и поддерживаются электрические колебания за счет работы механической силы, изменяющей реактивный параметр. Это явление носит название параметрического резонанса и возникает в случаях, когда отношение угловой частоты ω_0 собственных колебаний контура к угловой частоте ω изменений параметра становится близким к $n/2$, где $n = 1, 2, 3, \dots$; тогда в контуре возникают незатухающие колебания с частотой, близкой к ω_0 и точно равной $\omega/2, \omega, 3\omega/2$ и т. д. для $n = 1, 2, 3, \dots$ соответственно. Важной особенностью такого способа возбуждения колебаний является наличие областей частот вблизи значений $\omega_0/\omega = n/2$, способных возбудиться в контуре. При этом частотный интервал этих областей тем шире, чем больше относительное изменение реактивного параметра колебательного контура.

Наличие затухания в контуре приводит к тому, что амплитуда изменений реактивного параметра должна превысить определенное значение, т. е. процесс параметрического возбуждения носит пороговый характер. Наиболее низким порогом возбуждения характеризуется случай $n=1$, при котором частота возбуждаемых электрических колебаний вдвое меньше частоты изменения реактивного параметра.

При фиксированном значении потерь в контуре для случая малой глубины модуляции реактивного параметра $m \ll 1$ порог возбуждения параметрических колебаний растет как $m^{1/n}$ (с некоторым коэффициентом в качестве множителя). Н. Д. Папалекси удалось экспериментально наблюдать не только первый $n = 1$ (совместно с Л. И. Мандельштамом), но и второй параметрический резонанс $n = 2$, при этом пришлось увеличить глубину модуляции индуктивности со значения $m = 0,2$ для $n = 1$ до значения $m > 0,5$ для $n = 2$ ²⁰.

Все перечисленные здесь и хорошо известные теперь особенности параметрического возбуждения электрических колебаний проявляются также при возбуждении параметрической генерации в СВЧ и в оптическом диапазоне. Подобно тому, как в колебательном контуре внешней механической силой производится периодическое во времени изменение величины одного из реактивных параметров (индуктивность или емкость), определяющих собственную частоту колебаний в контуре, в нелинейном кристалле интенсивное внешнее электромагнитное поле накачки создает периодическое

в пространстве изменение величины диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega, \mathbf{r})$.

Принцип действия ПГС заключается в следующем (см., например, ⁷). В оптически прозрачной среде с квадратичной нелинейностью поляризация имеет вид

$$\mathbf{P} = \kappa \mathbf{E} + \hat{\chi} \mathbf{E} \mathbf{E}, \quad (1)$$

где κ — линейная, а $\hat{\chi}$ — нелинейная восприимчивость низшего порядка, отличная от нуля в средах без центра инверсии.

Энергия мощной световой волны с частотой ω_n , воздействуя на такую среду, приводит к пространственной модуляции ее диэлектрической проницаемости по закону бегущей волны

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{r}) = \varepsilon_0 \{1 + m(\omega_n) [\exp(i\omega_n t - \mathbf{k}_n \mathbf{r}) + \text{к.с.}]\}, \quad (2)$$

где коэффициент модуляции $m = 4\pi\chi A_n / \varepsilon_0 \approx 10^{-5} - 10^{-6}$, A_n — амплитуда волны накачки.

Две слабых волны с частотами ω_1, ω_2 , удовлетворяющими соотношению

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_n, \quad (3)$$

распространяются в нестационарной среде с переменной диэлектрической проницаемостью не независимо, а взаимодействуя между собой, так как принцип суперпозиции уже не выполняется. В самом деле, для поля

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{A}_1 \exp[i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + \text{к.с.} \quad (4)$$

индукция на частоте ω_1 имеет вид

$$\mathbf{D}(\omega_1) = \varepsilon_0 \mathbf{E}_1 + \varepsilon_0 m A_n^* \exp\{i[\omega_1 t - (\mathbf{k}_n - \mathbf{k}_2) \mathbf{r}]\}. \quad (5)$$

Аналогичный вид имеет индукция на частоте ω_2 . Взаимодействие волн будет максимальным при прохождении сквозь среду в случае равенства пространственных периодов первого и второго членов в (5), откуда следует так называемое условие фазового синхронизма

$$\mathbf{k}_n = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2. \quad (6)$$

Если условия (3) и (6) выполнены, то нестационарная среда совершает положительную работу над волнами с частотами ω_1 и ω_2 , амплитуды которых нарастают по мере прохождения сквозь такую среду.

Данный процесс аналогичен процессу нарастания параметрически возбуждаемых колебаний в двухконтурном параметрическом генераторе СВЧ с нелинейной емкостью ²¹, изменяющейся по закону $C = C_0(1 + m \cos \omega_n t)$.

Нередко одну из волн, например, на частоте ω_1 , называют сигнальной, а другую — холостой. Происхождение такой терминологии связано с параметрическими двухконтурными усилителями СВЧ ²².

В том случае, когда амплитуда волны накачки A_n превышает определенное значение (пороговое значение), положительная работа нестационарной среды превышает диссипативные потери на частотах ω_1, ω_2 , и среда становится на этих частотах усиливающей. При помещении такой усиливающей среды в открытый резонатор с добротностями Q_1, Q_2 на частотах ω_1, ω_2 можно получить генерацию при выполнении условия самовозбуждения, которое для малых усиления имеет вид ⁷

$$\frac{m}{2} > \frac{1}{\sqrt{Q_1 Q_2}}.$$

Записывая вместо m его выражение для диэлектрической проницаемости, получим ²³

$$\frac{\epsilon_n}{\epsilon_0} > \frac{1}{\sqrt{Q_1 Q_2}},$$

что аналогично условию самовозбуждения двухконтурного параметрического генератора СВЧ с нелинейной емкостью C_n :

$$\frac{C_n}{\sqrt{C_1 C_2}} > \frac{1}{\sqrt{Q_1 Q_2}}.$$

Частоты обеих волн ω_1 , ω_2 в пределах соотношения $\omega_1 + \omega_2 = \omega_n$ могут принимать, вообще говоря, любые значения, на чем и основана перестройка частоты ПГС. Ограничения на ω_1 , ω_2 связаны с выполнением условия (6) фазового синхронизма, и генерация ПГС возможна лишь при выполнении обоих условий (3) и (6). Случай равенства «параметрических» частот $\omega_1 = \omega_2 = \omega = \omega_n/2$ называется вырожденным случаем и аналогичен случаю первого параметрического резонанса $n = 1$ в электротехнике, наблюдавшегося Н. Д. Папалекси еще в 1931 г. ¹⁷⁻¹⁹ и имеющего наибольшее практическое значение. Заметим, что ввиду малости коэффициента модуляции $m = 4\pi\hat{\chi}A_n/\epsilon_0$ в оптике (что связано с малостью $\hat{\chi}$) здесь также практическую значимость представляет первый параметрический резонанс.

Параметрические генераторы света оказались первыми перестраиваемыми по частоте (длине волны) источниками когерентного излучения. Однако вскоре появились перестраиваемые лазеры на красителях, газовые лазеры высокого давления, инжекционные полупроводниковые лазеры. К настоящему времени этот перечень пополнился перестраиваемыми лазерами на димерах и на различного вида F-центрах.

Тем не менее ПГС продолжают оставаться важной разновидностью перестраиваемых лазеров, сохраняя свои преимущества для целого ряда задач.

В видимом и ближнем ИК диапазоне ПГС уступают перестраиваемым лазерам на красителях и на F-центрах из-за сравнительной простоты устройства последних. Преимущества ПГС по сравнению с лазерами на красителях и на F-центрах проявляются в ИК-диапазоне в тех случаях, когда нужно иметь большой диапазон перестройки с высокой выходной мощностью и сравнительно узкой линией генерации, которая может быть доведена до $0,001 \text{ см}^{-1}$.

Дальнейшие перспективы развития ПГС тесно связаны с разработкой новых и совершенствованием существующих нелинейных кристаллов, а также с созданием и улучшением лазеров для накачки ПГС.

В качестве примера ПГС ИК диапазона может служить ПГС на кристалле CdSe, отличающийся наиболее длинноволновой областью перестройки (до $16,4 \text{ мкм}$ ²¹). К моменту появления первых публикаций о ПГС на CdSe ²⁵⁻²⁷ спектральный диапазон, перекрытый с помощью других ПГС, не простирался далее $3,7 \text{ мкм}$. Однако для таких физических исследований, как лазерная фотохимия, молекулярная спектроскопия, зондирование атмосферы, большой интерес представлял еще не освоенный диапазон $3-16 \text{ мкм}$. Для продвижения в этот спектральный диапазон в качестве активного вещества для ПГС был выбран широкозонный полупроводниковый кристалл CdSe. Такой выбор был обусловлен тем, что одноосный положительный кристалл ($n_e > n_o$) CdSe нецентросимметричен (точечная группа симметрии $6mm$), обладает широким диапазоном прозрачности ($0,75-20 \text{ мкм}$) при малом коэффициенте поглощения ($\sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$), большой вели-

чиной квадратичной нелинейности ($d_{31} (= (1/2)\hat{\chi}) = 1,9 \cdot 10^{-11}$ м/В), довольно высокой пороговой мощностью оптического разрушения (40 МВт/см^2). В кристалле CdSe осуществляется единственный тип параметрического взаимодействия световых волн о — ео ($\mathbf{k}_n^o = \mathbf{k}_1^e + \mathbf{k}_2^e$), при этом эффективный нелинейный коэффициент, определяющий величину параметрического усиления, $d_{\text{эфф}} = d_{31} \sin \theta$, где θ — угол между волновым вектором излучения накачки \mathbf{k}_n^o и оптической осью C_6 кристалла CdSe. Дисперсионные свойства показателей преломления кристалла CdSe таковы, что он обладает 90-градусным синхронизмом, причем максимальный диапазон перестройки параметрических частот (длин волн) осуществляется при накачке излучением с длиной волны 2,5—3 мкм.

В экспериментах ^{25,27} использовалась однорезонаторная схема ПГС (ОПГС) с резонансом на коротковолновой параметрической ветви. Несмотря на более высокий порог генерации, ОПГС выгодно отличается от двухрезонаторного генератора (ДПГС) ввиду отсутствия так называемой «кластерной» структуры спектра, что исключает действительно плавную перестройку частоты ДПГС. Источником накачки служил диспрозиевый лазер ($\lambda_n = 2,36$ мкм, $T = 77,4$ К), который генерировал гигантские импульсы мощностью 100 кВт в ТЕМ₀₀-режиме длительностью 60 нс и частотой повторения 1 Гц.

Резонатор ОПГС на CdSe длиной 4 см был образован одним плоским и одним сферическим зеркалом с радиусом кривизны 300 см. Коэффициент отражения для излучения коротковолновой параметрической ветви составлял 97 %. Коэффициент пропускания зеркал резонатора ОПГС в диапазоне 6—16 мкм составлял 85 %. Длина кристалла CdSe равнялась 3 см. При таких условиях пороговая мощность накачки оказалась $\sim 2,5 \text{ МВт/см}^2$, что значительно ниже пороговой мощности разрушения. В 90°-ной ориентации кристалла CdSe ($\theta = 90^\circ$) при четырехкратном превышении порога генерации 15 % энергии накачки преобразовывалось в параметрическое излучение с длиной волны 7,88 мкм. При угловой перестройке частоты ПГС по мере уменьшения угла θ к. п. д. падает вследствие уменьшения эффективной нелинейности $d_{\text{эфф}} = d_{31} \sin \theta$, так что при $\theta = 65^\circ$ преобразование по энергии для длинноволновой параметрической ветви составляло ~ 4 %. Максимальное преобразование по мощности, зарегистрированное по «выеданию» импульса накачки при прохождении через кристалл CdSe, достигало 60 %. Приведенные параметры ПГС относятся к режиму работы диспрозиевого лазера накачки с частотой повторения 1 Гц. При частоте повторения импульсов 300 Гц средняя мощность параметрической генерации составляла 15 мВт при средней мощности накачки 500 мВт ³⁰.

Угловая перестройка в ОПГС на CdSe с накачкой диспрозиевым лазером (см. рисунок) позволяет перекрыть спектральные области 3,36—2,8 мкм (коротковолновая ветвь) и 7,88—13,7 мкм (длинноволновая ветвь) при изменении угла θ от 90° до 65° ²⁷. Спектральная область 3,36—7,88 мкм остается непокрытой из-за невыполнения для нее условия фазового синхронизма (6). Таким образом, ПГС на CdSe оказался единственным из существующих в настоящее время ПГС ²⁴, в котором невозможен вырожденный режим параметрической генерации ($\lambda_1 = \lambda_2 = 2\lambda_n$).

Ширина линии ОПГС на CdSe, измеренная с помощью сканируемого интерферометра Фабри — Перо, не превышала $1,5 \text{ см}^{-1}$. При этом внутри резонатора ПГС отсутствовали какие-либо селекционирующие устройства. Применение таких устройств позволяет существенно сузить линию генерации ПГС ^{32,33}.

В последующих работах была получена параметрическая генерация в CdSe с использованием для накачки ПГС HF-лазера ^{28,31} и лазера на

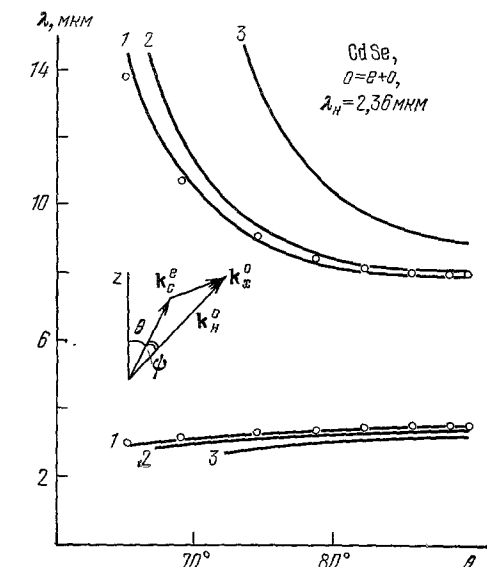
кристаллах $\text{CaF} : \text{Er}^{3+ 29}$, которые в отличие от диспрозиевого лазера работают при комнатной температуре. В последнее время в лаборатории колебаний ФИАН разработан новый

лазер на кристаллах иттрий-эربي-алюминиевого граната ($\lambda = 2,94$ мкм), работающий при комнатной температуре ^{34,35} и являющийся в настоящее время, по-видимому, наиболее подходящим источником накачки ПГС на CdSe.

В качестве примера, иллюстрирующего применение ПГС на CdSe, можно указать доклад Роквуда ³⁶ на конференции по лазерной спектроскопии, посвященный разделению изотопов урана.

Следует отметить, что ПГС на CdSe позволяет перекрыть «окно» прозрачности атмосферы 8—13 мкм и может служить источником света в методе дифференциального поглощения для контроля загрязнений атмосферы.

Сделанная в докладе попытка провести параллели и проследить аналогии в описанных процессах имела целью показать многие общие черты внешне столь различных явлений, как генерирование электрических колебаний в параметрических генераторах, созданных полвека назад Николаем



Перестроенные кривые для кристалла CdSe при накачке диспрозиевым лазером ($\lambda_n = 2,36$ мкм).

1 — коллинейное взаимодействие ($\phi = 0$).
2, 3 — неколлинейное взаимодействие ($\phi = 0,5$ и 1°); k_n^e , k_s^e и k_h^o — волновые векторы накачки, сигнальной и холостой волн; θ — угол между k_s^e и осью кристалла; ϕ — угол между k_n^e и k_s^e .

Дмитриевичем Папалекси, и плавное изменение длины световой волны в параметрических генераторах света.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. — ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 351.
2. Kingston R. N. — Proc. IRE, 1962, v. 50, p. 472.
3. Kroll N. M. — Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 1207.
4. Giordmaine J. A., Miller R. C. — Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 973.
5. Ахманов С. А., Ковригин А. И., Пискаревский А. С., Фадеев В. В., Хохлов Р. В. — Письма ЖЭТФ, 1965, т. 2, с. 300.
6. Ахманов С. А., Ковригин А. И., Колосов А. А., Пискаревский А. С., Фадеев В. В., Хохлов Р. В. — Ibid., т. 3, с. 372.
7. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. — УФН, 1966, т. 88, с. 439.
8. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. — Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 1022.
9. Haggis S. E. — Proc. IEEE, 1969, v. 57, p. 2096.
10. Сушик М. М., Фортус В. М., Фрейдман Г. И. — Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1970, т. 13, p. 631.
11. Smith R. G. — In: Laser Handbook/Ed. F. T. Arecchi, E. O. Schulz-Du Bois. — Amsterdam: North-Holland, 1972. — С. 8, p. 837.
12. Brunner W. — Fortschr. Phys., 1973, Bd. 20, S. 629.
13. Kuhl J., Schmidt W. — Appl. Phys., 1974, v. 3, p. 251.
14. Colls M. J., Pidgeon C. R. — Rept. Progr. Phys., 1975, v. 38, p. 329.
15. Byer R. L., Quantum Electronics: A Treatise. V. 1: Nonlinear Optics. — New York; San Francisco; London: Academic Press, 1975. — Pt. B, p. 587.
16. Фишер Р., Кулевский Л. А. — Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 245.
17. Мандельштам Л. И., Папалекси Н. Д. — ЖТФ, 1934, т. 3, с. 5.

18. Мандельштам Л. И., Папалекси Н. Д.— ЖЭТФ, 1933, т. 3, с. 1141.
19. Папалекси Н. Д.— Собрание трудов/Под ред. С. М. Рытова.— М.: Изд-во АН СССР, 1948.— С. 178.
20. Папалекси Н. Д., Мартынов А. М.— ДАН СССР, 1946, т. 51, с. 25. См. также: Папалекси Н. Д., Собрание трудов.— с. 302.
21. Ахманов С. А., Кравцов Ю. А. Радиотехн. и электрон., 1962, т. 5, с. 144.
22. Физический энциклопедический словарь.— М.: Сов. энциклопедия, 1963.— Т. 3, с. 588.
23. Яри в А. Квантовая электроника и нелинейная оптика.— М.: Сов. радио, 1973.— С. 336.
24. Справочник по лазерам/Под ред. А. М. Прохорова.— М.: Сов. радио, 1978,— Т. II, гл. 43, с. 342.
25. Давыдов А. А., Кулевский Л. А., Прохоров А. М., Савельев А. Д., Смирнов В. В.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 725.
26. Herbst R. L., Byer R. L.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, p. 189.
27. Davydov A. A., Kulevskii L. A., Prokhorov A. M., Savell'ev A. D., Smirnov V. V., Shirkov A. V.— Optics Comm., 1973, v. 9, p. 234.
28. Weiss J. A., Goldberg L. S.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 389.
29. Батыгов С. Х., Кулевский Л. А., Прохоров А. М., Осико В. В., Савельев А. Д., Смирнов В. В.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 2633.
30. Смирнов В. В.— Автореферат кандидатской диссертации.— М.: ФИАН СССР, 1974.
31. Wenzel R. G., Arnold G. P.— Appl. Optics, 1976, v. 15, p. 1322.
32. Pinard J., Young J. F.— Optics Comm., 1972, v. 4, p. 425.
33. Nordvik A., Sackett P. B.— Appl. Optics, 1974, v. 13, p. 1060.
34. Жариков Е. В., Жеков В. И., Кулевский Л. А., Мурина Т. М., Осико В. В., Прохоров А. М., Савельев А. Д., Смирнов В. В., Стариков Б. П., Тимошечкин М. И.— Квант. электрон., 1974, т. 8, с. 1867.
35. Багдасаров Х. С., Жеков В. И., Кулевский Л. А., Лобачев В. А., Мурина Т. М., Прохоров А. М.— Ibid., 1980, т. 7, с. 1959.
36. Rockwood S. D. In: Laser Spectroscopy Conference.— Loen, Norway, May 1976.— L-7.