

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН, А. Н. ФРАДКИН

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ВВЕРХ КАК МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АСТРОНОМИИ

1. *Введение.* В 1962 г. Армстронгом [1] было показано, что при взаимодействии в нелинейной среде двух плоских волн может возникнуть излучение на суммарной или разностной частоте, причем интенсивность этого излучения пропорциональна интенсивностям взаимодействующих волн. В последующие годы были выполнены многочисленные эксперименты, подтвердившие возможность генерации суммарной и разностной частот в различных нелинейных материалах [2]. Для некоторых нелинейных материалов возможно взаимодействие инфракрасного излучения с видимым излучением какого-либо квантового генератора. При этом суммарная или разностная частота также оказывается в видимой области спектра, т. е. происходит визуализация инфракрасного излучения. Даже при сравнительно небольшой квантовой эффективности этого процесса оказывается возможным детектировать таким образом весьма слабые инфракрасные потоки, так как процесс преобразования характеризуется весьма низким уровнем собственных шумов. Существенно, что при этом не требуется охлаждения детектора, в то время как обычные приемники инфракрасного излучения работают при низких температурах. Характерными особенностями преобразования частоты являются также четкие пространственные и частотные избирательности по отношению к преобразуемому инфракрасному излучению, а также возможность регистрации излучения в режиме счета фотонов.

Отмеченные выше особенности инфракрасного детектора на основе преобразования частоты привлекли к нему внимание астрономов. В частности, в работе [3] описываются наблюдения галактического центра в ближнем ИК диапазоне с помощью нелинейного преобразователя и квантового генератора на аргоне. В работе [4] для наблюдений звезд в ИК диапазоне использован преобразователь с квантовым генератором на алюмо-иттриевом гранате $YAG:Nd^{+3}$. Наконец, в работах [5] и [6] применяются соответственно непрерывный квантовый генератор на He—Ne и импульсный генератор на рубине. Каждый из

этих преобразователей имеет свои особенности, которые делают его применение целесообразным для определенного круга астрономических задач. Для выбора наиболее подходящего варианта преобразователя необходимо знать его основные параметры. Исходя из этого, в настоящей работе вычислены все существенные для астрономических применений параметры различных преобразователей. Полученные результаты дают возможность не только выбрать наиболее подходящий для данной задачи тип преобразователя, но и сравнить приемники на основе преобразования частоты вверх с другими инфракрасными детекторами.

2. *Нелинейные материалы, используемые при преобразовании ИК излучения.* Наиболее употребляемыми материалами для преобразования инфракрасного излучения являются кристаллы ниобата лития LiNbO_3 , йодата лития LiIO_3 и прустита Ag_3AsS_3 [7]. Область пропускания ниобата лития примерно от 0,4 до 5 микрон. Этот кристалл обладает большой нелинейностью, оптически однороден, однако при температурах ниже 450°K подвержен возникновению оптически наведенных неоднородностей [8]. Кристалл йодат имеет тот же диапазон прозрачности, что и ниобат лития, не уступает ему по нелинейным свойствам и не подвержен возникновению оптически наведенных неоднородностей. Его недостатком является высокая гигроскопичность [9], [10]. Кристалл прустит пропускает излучение в диапазоне от 0,6 до 13 микрон. Непрозрачность этого кристалла в значительной части видимой области спектра ограничивает возможности его применения, поэтому в настоящей работе рассматриваются только первые два кристалла: ниобат лития и йодат лития.

3. *Ширина полосы преобразуемого ИК излучения.* Наиболее важной для астрономических применений особенностью преобразования в нелинейных кристаллах является четкая спектральная избирательность процесса преобразования. Согласно теории нелинейного преобразования, разработанной в работах [11—13] и др. эффективность преобразования пропорциональна $\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) / \left(\frac{\Delta k L}{2}\right)$, где $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$, причем индексы 1, 2 и 3 относятся соответственно к преобразуемому ИК излучению, лазерной накачке и суммарной частоте; k_1 — волновой вектора, L — длина нелинейного кристалла. Отсюда нетрудно получить эффективную ширину полосы преобразуемого ИК излучения, определяемую по уровню 0,4 от максимальной интенсивности сигнала [14]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1^2}{L \left(n_{3e} - n_{10} + \lambda_1 \frac{\partial n_{10}}{\partial \lambda_1} - \lambda_2 \frac{\partial n_{3e}(\theta)}{\partial \lambda_2} \right)} \quad (1)$$

где n_{10} , n_{20} — показатели преломления для обыкновенных волн, а n_{3e} — для необыкновенных, причем [12]:

$$n_{3e}(\theta) = \frac{n_{30} n_{3e}}{(n_{30}^2 \sin^2 \theta + n_{3e}^2 \cos^2 \theta)^{1/2}} \quad (2)$$

где θ — угол, образованный направлением распространения волны лазерной накачки и ИК излучения, которые предполагаются коллинеарными, с оптической осью кристалла, а n_{10} и n_{1e} определяются следующими выражениями [7]:

а) ниобат лития

$$n_0^2 = 4,9130 + \frac{0,1173 + 1,65 \cdot 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (0,212 + 2,7 \cdot 10^{-2} T^2)^2} - 2,78 \cdot 10^{-2} \lambda^2, \quad (3)$$

$$n_e^2 = 4,5567 + 2,605 \cdot 10^{-7} T^2 + \frac{0,097 + 2,7 \cdot 10^{-8} T^2}{\lambda^2 - (0,201 + 5,4 \cdot 10^{-3} T^2)^2} - 2,24 \cdot 10^{-2} \lambda^2;$$

б) йодат лития

$$n_o^2 = 2,083648 + \frac{1,332068 \lambda^2}{\lambda^2 - 0,035306} - 0,008525 \lambda^2,$$

$$n_e^2 = 1,673463 + \frac{1,2452 \cdot 29 \lambda^2}{\lambda^2 - 0,028224} - 0,00364 \lambda^2. \quad (4)$$

Результаты численных расчетов ширины полосы преобразуемого ИК излучения приводятся на рис. 1—2 и в табл. 1—4. Эти расчеты показывают, что ширина полосы увеличивается с увеличением длин волн накачки и преобразуемого инфракрасного излучения. Следовательно, наилучшее разрешение может быть достигнуто при наиболее коротковолновой накачке.

Ширина полосы преобразуемого излучения увеличивается в том случае, когда взаимодействующие волны не являются плоскими. Для сфокусированных пучков ширина полосы определяется выражением [15]:

$$\Delta \lambda = \frac{\frac{1}{L} + \frac{n_{3e}}{4\lambda_3} \left[1 - \left(\frac{n_{3e}}{n_{30}} \right)^2 \right] (\psi_1 + \psi_3)^2}{n_{10} - n_{3e} - \lambda_1 \frac{dn_{10}}{d\lambda_1} + \lambda_3 \frac{dn_{3e}(\theta)}{d\lambda_3}} \lambda_1^2, \quad (5)$$

где ψ_i — полный угол расходимости волны в кристалле, причем

$$\psi_i = \frac{D_i}{a_i n_i + \frac{L}{2}}, \quad (6)$$

где D_i — апертура пучка на фокусирующей линзе, a_i — расстояние от фокусирующей линзы до передней грани кристалла.

4. Зависимость частоты преобразуемого ИК излучения от ориен-

тации и температуры кристалла. Возможность применения преобразования для астрономических спектральных исследований связана с тем обстоятельством, что частота преобразуемого ИК излучения зависит от направления распространения взаимодействующих волн в кристал-

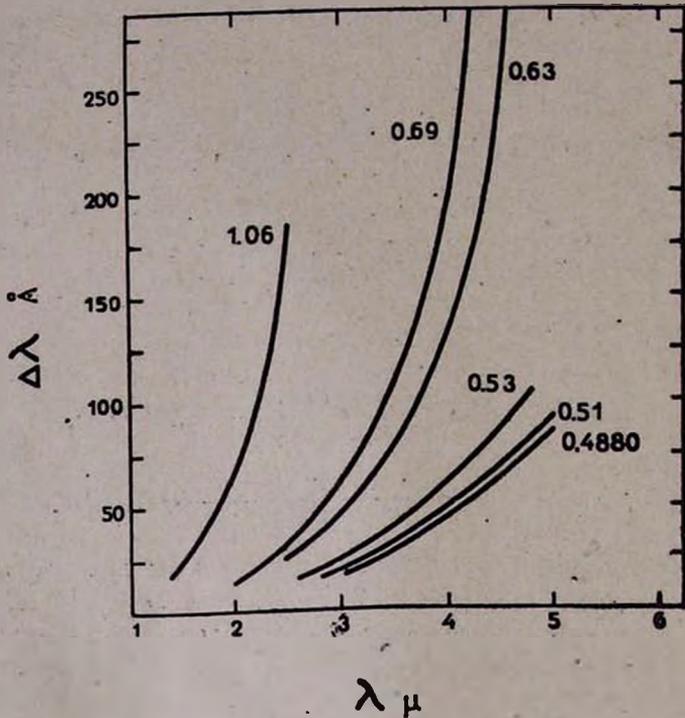


Рис. 1. Зависимость ширины полосы от длины волны преобразуемого излучения для кристалла LiNbO_3 при $T=460^\circ\text{K}$ для различных длин волн накачки.

ле, а также от температуры кристалла. Зависимость угла синхронизма от частоты преобразуемого излучения имеет вид [16]:

$$\theta = \arccos \sqrt{\frac{\left(\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 n_{20} + \lambda_2 n_{10}}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_{3e}(\theta)}\right)^2}{\left(\frac{1}{n_{30}}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_{3e}}\right)^2}}, \quad (7)$$

где показатели преломления определяются по-прежнему выражениями (2), (3) и (4). Рассчитанные по этой формуле перестроечные кривые приводятся на рис. 3—4, а также в табл. 1—4.

Как показывают расчеты, чувствительность преобразователя к углу увеличивается с увеличением длины волны преобразуемого ИК излучения. Так, для сканирования в окне прозрачности земной атмосферы у 1,6 микрон необходимо поворачивать кристалл примерно на

20 градусов, в то время как для окна прозрачности у 5 микрон соответствующий угол составляет всего 2 градуса. Так как число разрешаемых спектральных элементов в каждом окне составляет несколько десятков, то точность установки кристалла, необходимая для регистрации спектров с максимальным разрешением, достигает для окна у 5 микрон долей минуты.

Другой метод перестройки преобразователя основан на том факте,

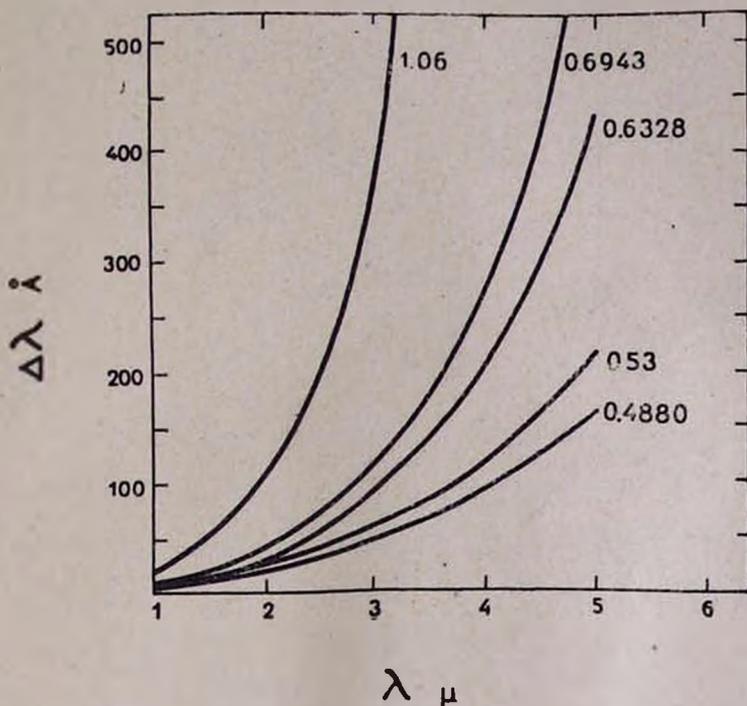


Рис. 2. Зависимость ширины полосы от длины волны преобразуемого излучения для кристалла LiIO_3 для различных длин волн накачки.

что показатели преломления кристалла ниобата лития зависят от температуры, как это следует из выражений (3). Используя эти значения показателей преломления и формулу (2), нетрудно получить зависимость длины волны преобразуемого ИК излучения от температуры кристалла для различных углов с оптической осью. Результаты этих расчетов приводятся в табл. 1—4. Расчеты показывают, что для стабилизации частоты преобразуемого излучения необходимо поддерживать температуру кристалла на заданном уровне с точностью порядка 0,1 градуса. Диапазон температур, необходимый для сканирования по частоте в пределах одного окна прозрачности земной атмосферы, составляет несколько сот градусов.

5. Пороговая чувствительность приемника с нелинейным преобра-

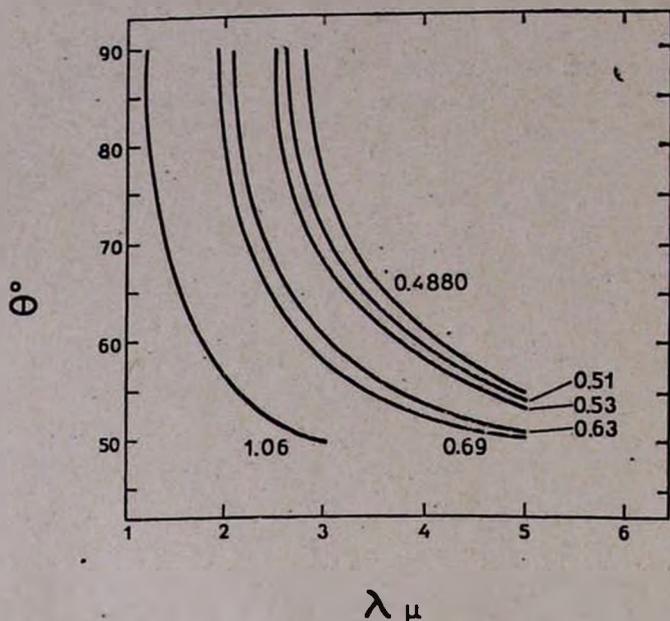


Рис. 3. Зависимость длины волны преобразуемого излучения от угла θ между направлением распространения волны и оптической осью кристалла LiNbO_3 для различных длин волны накачки.

зованием. Пороговая чувствительность нелинейного детектора, определяемая как эквивалентный шуму поток, равна:

$$NEP = \frac{NEP_{\text{фэу}}}{\eta}, \quad (8)$$

где $NEP_{\text{фэу}}$ — пороговая чувствительность фотоумножителя, используемого для регистрации преобразованного в видимый диапазон излучения, а η — эффективность этого преобразования. Эффективность преобразования в приближении плоских волн равна:

$$\eta = \frac{512\pi^2 d^2 L^2 W}{c n_1 n_2 n_3 \lambda_1 \lambda_2 A}, \quad (9)$$

где d — нелинейная восприимчивость кристалла, равная 5,1 для ниобата лития и 11,9 для йодата лития, W — мощность лазера накачки, A — площадь поперечного сечения каустики пучка накачки. Формула (9) для эффективности преобразования справедлива до значений плотности мощности порядка 1 Мвт/см². При дальнейшем повышении плотности мощности наступает насыщение.

Таким образом, для достижения наилучшей пороговой чувствительности необходимы квантовые генераторы, создающие плотности мощности накачки порядка нескольких Мвт/см². Непрерывные квантовые

генераторы, такие как ЛГ-36, ЛГ-106М и др., дают плотность мощности на несколько порядков меньше указанного значения. Приближаются к этому значению плотности мощности импульсные генераторы, работающие в режиме свободной генерации. Однако при расчете пороговой чувствительности детектора с нелинейным преобразованием при импульсной накачке необходимо учитывать, что формула (9) применима в этом случае только для времени интегрирования, не превышающего длительность одного импульса генератора, т. е. примерно 10^{-3} сек. Поток ИК излучения, который еще можно зарегистрировать за время,

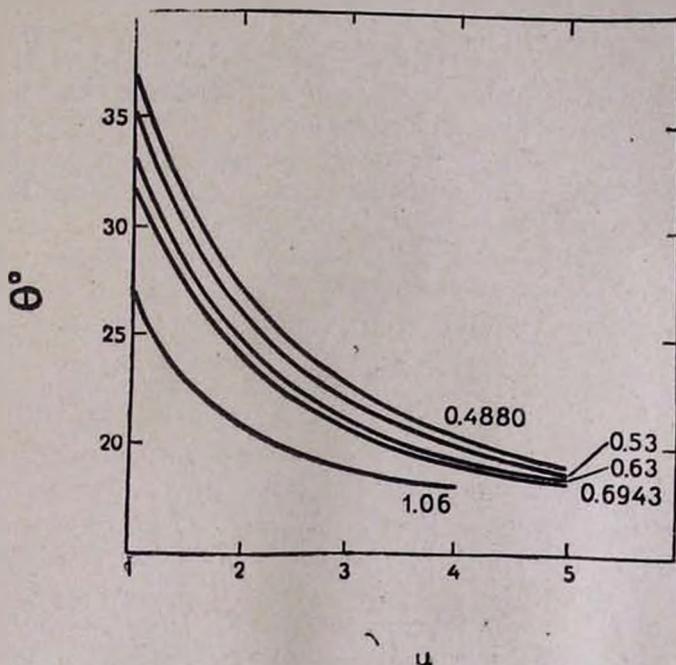


Рис. 4. Зависимость длины волны преобразуемого излучения от угла θ между направлением распространения волны и оптической осью кристалла LiIO_3 для различных длин волн накачки.

много большее периода повторений импульсов генератора, равен пороговой чувствительности в импульсе, деленной на корень квадратный из произведения числа импульсов на длительность одного импульса. Так как число импульсов генератора равно отношению времени интегрирования к периоду повторения импульсов, то пороговая чувствительность детектора, т. е. отнесенный к единице времени пороговый поток, оказывается в этом случае больше пороговой чувствительности в импульсе в корень квадратный из отношения периода повторения импульсов к их длительности.

Исходя из этих соображений были рассчитаны пороговые чувствительности нелинейных детекторов с различными генераторами накачки.

Пороговая чувствительность фотоумножителя, регистрирующего излучение на суммарной частоте, принята равной 10^{-18} Вт/Гц^{1,2}. Эта величина соответствует обычному ФЭУ-79, работающему в режиме счета фотонов при температуре около нуля градусов по Цельсию. Результаты расчетов эффективности преобразования и пороговой чувствительности приводятся в табл. 1—4. Эти расчеты показывают, что пороговая чувствительность приемника с нелинейным преобразованием частоты не уступает пороговой чувствительности других типов приемников ИК излучения [17]. Однако при сигналах, превышающих пороговые, данный приемник, из-за своей низкой квантовой эффективности, уступает другим приемникам, которые могут иметь КПД существенно больше.

6. *Заключение.* Рассмотренные нелинейные кристаллы ниобата лития и подат лития позволяют детектировать ИК излучение в следующих окнах прозрачности земной атмосферы [18]: 1.4—1.8; 1.9—2.5; 3.0—4.2; 4.5—5.5 микрон. Выполненные расчеты параметров нелинейного детектора в каждом из указанных окон прозрачности приводятся в табл. 1—4 и позволяют сделать следующие выводы:

а) Нелинейный преобразователь ИК излучения даст возможность регистрировать спектры инфракрасных источников с разрешением до 10 ангстрем, относительным разрешением до 10^{-3} и с числом разрешаемых спектральных элементов порядка 10^2 в каждом окне прозрачности. Разрешение увеличивается с уменьшением длины волны накачки.

б) Поворотом кристалла на угол до 20° или нагреванием кристалла ниобата лития на несколько сот градусов можно сканировать по частоте в пределах каждого окна прозрачности.

в) Поддерживая температуру кристалла ниобата лития с точностью порядка 0.1° и точностью установки угла, образованного оптической осью кристалла с направлением распространения излучения, до долей угловой минуты, можно стабилизировать частоту преобразования.

г) Эффективность преобразования инфракрасных квантов в видимые составляет величину порядка 10^{-5} — 10^{-7} . Так как относительная ошибка измерения сигналов, значительно больших, чем пороговые, обратно пропорциональна квадратному корню из квантовой эффективности, то при регистрации таких сигналов нелинейные детекторы уступают в точности измерения другим приемникам, эффективность которых может быть существенно выше.

д) Пороговая чувствительность нелинейных ИК детекторов не уступает пороговой чувствительности применяемых в астрономии приемников ИК излучения. Наилучшая пороговая чувствительность достигается при использовании импульсных генераторов накачки.

е) Нелинейные инфракрасные детекторы позволяют регистрировать ИК излучение в режиме счета фотонов. Таким образом, это единственный приемник, позволяющий проводить квантово-статистические исследования в рассматриваемом здесь инфракрасном диапазоне.

Таблица 1

$\lambda_1 = 1.4 \div 1.8$ микрон

LiIO ₃	$\lambda_{2\mu}$	0.4880	0.5145	0.53	0.6328	0.6943	1.06
	$\lambda_{3\mu}$	0.3730	0.3893	0.3981	0.4534	0.4891	0.6376
	$\Delta\nu$ см ⁻¹	4.2	4.7	5.0	7.4	8.9	20.8
	$\Delta\lambda_1$ Å	8-14	9-15	10-17	14-25	17-31	37-73
	θ град	28-32	28-31.5	27.5-31	25.5-29	25-28	21.5-23.5
	$\frac{\partial\lambda}{\partial\theta}$ Å/град	500	500	500	550	660	1000
	γ	$5.4 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	1.10^{-6}	$0.8 \cdot 10^{-2}$	$5.3 \cdot 10^{-2}$
	$NEP \frac{вт}{\sqrt{Гц}}$	10^{-14}	$2.4 \cdot 10^{-14}$	$7.2 \cdot 10^{-15}$	$5.1 \cdot 10^{-12}$	$1.8 \cdot 10^{-16}$	$1.0 \cdot 10^{-16}$

LiNbO ₃	$\lambda_{2\mu}$	0.4880	0.5145	0.53	0.6328	0.6943	1.06
	$\lambda_{3\mu}$	0.3730	0.3893	0.3981	0.4534	0.4891	0.6376
	$\Delta\nu$ см ⁻¹	—	—	—	—	4.20	13.4
	$\Delta\lambda_1$ Å	—	—	—	—	10-13	17.5-45
	θ град.	—	—	—	—	73-90	59-70
	$\frac{\partial\lambda_1}{\partial T}$ Å/°К	—	—	—	—	25	22
	$\frac{\partial\lambda_1}{\partial\theta}$ Å/град	—	—	—	—	117.6	181.8
	γ	—	—	—	—	0.21	0.15
$NEP \frac{вт}{\sqrt{Гц}}$	—	—	—	—	$0.85 \cdot 10^{-16}$	$1.1 \cdot 10^{-16}$	

Таблица 2

$\lambda_1 = 1.9 \div 2.5$ микрон

LiIO ₃	$\lambda_{2\mu}$	0.4880	0.5145	0.53	0.6328	0.6943	1.06
	$\lambda_{3\mu}$	0.3994	0.4170	0.4280	0.4914	0.5277	0.7153
	$\Delta\nu$ см ⁻¹	4.5	5.1	5.5	8.3	10.2	27.1
	$\Delta\lambda_1$ Å	16-29	18-31	19-36	29-56	36-80	94-250
	θ град	24.5-27.5	24-27.1	23.8-26.7	22.5-25	21.8-24.4	19.4-21.1
	$\frac{\partial\lambda}{\partial\theta}$ Å/град	1875	1920	1935	2222	2307	3530
	γ	$2.7 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$0.6 \cdot 10^{-6}$	5.10^{-2}	$2.8 \cdot 10^{-2}$
	$NEP \frac{вт}{\sqrt{Гц}}$	$2.1 \cdot 10^{-14}$	$4.2 \cdot 10^{-14}$	$1.3 \cdot 10^{-16}$	$1.7 \cdot 10^{-12}$	4.10^{-16}	$1.5 \cdot 10^{-16}$

LiNbO ₃	$\lambda_{2\mu}$	0.4880	0.5145	0.53	0.6328	0.6943	1.06
	$\lambda_{3\mu}$	0.3994	0.4170	0.4280	0.4921	0.5277	0.7153
	$\Delta\nu$ см ⁻¹	—	2.1	2.2	3.5	4.7	20.6
	$\Delta\lambda_1$ Å	—	11-15	12-25	13-30	15-35	55-200
	θ град	—	73-90	71-90	65-90	63.5-90	53-58
	$\frac{\partial\lambda_1}{\partial T}$ Å/°К	—	11	18	22	38	42
	$\frac{\partial\lambda_1}{\partial\theta}$ Å/град	—	182	190	240	320	1200
	γ	—	$2.6 \cdot 10^{-5}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$0.8 \cdot 10^{-1}$
$NEP \frac{вт}{\sqrt{Гц}}$	—	$4.2 \cdot 10^{-14}$	$5.4 \cdot 10^{-16}$	$3.9 \cdot 10^{-13}$	$1.4 \cdot 10^{-16}$	$0.9 \cdot 10^{-15}$	

Примечания к табл. 1—4

Табл. 1—4 приведены для четырех окон прозрачности земной атмосферы: 1.4—1.8, 1.9—2.5; 3.0—4.2; 4.5—5.5 микрон и для шести типов накачки:

0.4888 μ —непрерывный аргоновый лазер мощностью 1вт;

0.5245 μ —непрерывный аргоновый лазер мощностью 0.5вт;

0.53 μ —вторая гармоника импульсного лазера на YAG:Nd⁺³ мощностью 0.5 вт;

0.6328 μ —непрерывный лазер на He—Ne мощностью 0,03вт;

0.6943 μ —импульсный лазер на рубине мощностью 1квт;

1.06 μ —импульсный лазер на YAG:Nd⁺³ мощностью 1квт.

Первые восемь строк относятся к кристаллу LiIO₃, а следующие девять строк— к кристаллу LiNbO₃. В таблицах даны построчно значения соответственно длины волны накачки; длины волны суммарного излучения; ширины полосы преобразуемого излучения в см⁻¹ и в ангстремах; ориентации кристалла для преобразования ИК излучения; значения производной $\frac{\partial \lambda_2}{\partial \theta}$, характеризующей возможность перестройки преобразователя по частоте изменением ориентации кристалла; значения эффективности преобразования и порог чувствительности приемника. Кроме того, для кристалла LiNbO₃ в шестой строке приведены значения производной $\frac{\partial \lambda_2}{\partial T}$, характеризующей возможность перестройки преобразователя по частоте путем изменения температуры кристалла.

ՀՈՒ. Կ. ՄԵԼԻԿ-ԱՎԵՐԴԻԱՆ, Ա. Ն. ՖՐԱԴԿԻՆ

ՀԱՃԱԽԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՁԵՎԱՓՈԽՈՒՄԸ ՎԵՐ, ՈՐՊԵՍ ԱՍՏՂԱԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ
ԻՆՅՐԱԿԱՐՄԻՐ ԸԱՌԱԿԱՅԹՄԱՆ ԸՆԴՈՒՆՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿ

Ա մ փ ո փ ու մ

Հողվածում նկարագրված է ինֆրակարմիր ճառագայթման աստղափոփտական ընդունիչ, որն օգտագործում է ոչ գծային բյուրեղում ճառագայթման ձևափոխում: Հաշվված են այդ ընդունիչի և նրա կոնստրուկցիայի հիմնական սովյալները:

YU. K. MELIK-ALAVERDIAN, A. N. FRADKIN

UP-CONVERSION AS A METHOD OF DETECTING OF INFRARED RADIATION IN ASTRONOMY

Summary

The astronomical receiver of Infrared radiation based on nonlinear up-conversion is considered. Principal parameters of this receiver are calculated and the basic principles of its construction are formulated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *I. A. Armstrong, N. Bloembergen*, Phys. Rev., 127, 1918, 1966.
2. *I. Warne*, Opto-Electronics, 3, 37, 1971.
3. *H. A. Smith, H. Mahr*, IQEC Japan, 10, 82, 1970.
4. *T. R. Gurski, H. W. Erpps, S. P. Maran*, Nature, 249, 638, 1974.
5. *Г. Н. Агабабян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. М. Товмасын*, АЦ, 876, 4, 1975.
6. *Г. Н. Агабабян, Ю. К. Мелик-Алавердян*, Тезисы докладов II Всесоюзной научно-технической конференции по фотометрии, М., 1976.
7. *Д. Н. Никогосян*, Квантовая электроника, 4, 5, 1977.
8. *Ю. С. Кузьминов*, Ниобат и танталат лития, М., «Наука», 1975.
9. *M. Nash, I. Bergman, G. Boyd, E. Turner*, J. Appl. Phys., 40, 1501, 1969.
10. *M. Nash, I. Bergman, G. Boyd, E. Turner*, J. Appl. Phys., 40, 5201, 1969.
11. *С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов*, Проблемы нелинейной оптики, М., «Наука», 1964.
12. *Ф. Цернике, Дж. Мидвинтер*, Прикладная нелинейная оптика, М., «Мир», 1976.
13. *G. Boyd, D. Kleinman*, J. Appl. Phys. 39, 3597, 1968.
14. *Е. Н. Антонов*, Письма в ЖЭТФ, 14, 23, 1971.
15. *Е. Н. Антонов, В. Г. Колошников*, Оптика и спектроскопия, 36, 4, 1974.
16. *В. Д. Волосов, А. Г. Калинин*, Оптика и спектроскопия, 37, 2, 1974.
17. *Г. В. Хозов*, Новая техника в астрономии, 5, 105, 1975.
18. *Р. Хадсон*, Инфракрасные системы, М., «Мир», 1972.