УДК 545.247.4

ДИФРАКЦИОННЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПРЕДЕЛЬНОЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ И ДЛИННОВОЛНОВУЮ ГРАНИЦУ МОНОЛИТНЫХ ИК ПРИЕМНИКОВ СО СЛАБЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

А. В. Затовский, В. Г. Иванов, Э. Т. Роговская, Г. И. Салистра

Введение

Развитие ИК техники ставит задачу создания многоэлементных ИК приемников в виде монолитных интегральных схем большой площади с высоким пространственным разрешением (ПР) оптических сигналов. Для дальней ИК области спектра такие приемники в основном создаются на базе легированных кремния и германия [1]. ПР сигналов при этом ограничено не только собственными шумами приемника и флуктуациями падающих на него фотонов [2, 3], но и волновыми свойствами регистрируемого матрицами излучения. С увеличением длины волны последнее должно приводить к дифракционным ограничениям на ПР ИК изображений, которые при определенных условиях могут играть определяющую роль.

В настоящей работе для одного из типов монолитных матричных ИК фотоприемников с координатной адресацией исследовано поле излучения в объеме матрицы и установлено предельное соотношение между плотностью ее фоточувствительных элементов и длиной волны, при котором возможно ПР. Приемники такого типа [4–6] представляют собой многослойную структуру, в которой на верхнее и нижнее основания легированной полупроводниковой пластины нанесены решетки адресных шин. При их поочередном включении в цепь образуется видеосигнал. Нижнее основание просветлено на нормально падающее излучение, и вся система крепится на прозрачное основание. Излучение, попадающее в пластину, генерирует неравновесные носители заряда, и их пространственное распределение регистрируется при опросе. Указанное распределение с точностью до известных констант определяется интенсивностью излучения в пластине. При равномерной засветке верхнего основания матрицы решетка адресных шин приводит к периодическому распределению излучения. При размере фоточувствительного элемента (щели решетки) d и периоде решетки $l=2d$ предельное ПР достигается, если период указанного распределения равен l при определенной глубине модуляции.

Для плоской амплитудной решетки, лежащей на границе раздела диэлектрик—слабопоглощающий полупроводник, задача о дифракции коротковолнового излучения решена в [7]. Поле в полупроводнике представлено в виде набора дифракционных гармоник всех порядков, амплитуды которых при большом оптическом параметре kl ($k=2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения) найдены в виде суммы приближения Кирхгофа для рассматриваемой задачи и поправок к нему. Для первой из этих поправок методом итераций получена асимптотическая оценка, которая неравномерна по kl вблизи точек $kl=|n|$, где n — номер гармоники. Из анализа указанной оценки следует, что при $kl \gg 1$ поле в основном определяется гармониками с $|n| < kl$, поскольку последние не затухают с удалением от решетки. В этом случае неравномерность обсуждаемой асимптотики несущественна, и она может быть использована для расчета поля излучения в полупроводнике и распределения интенсивности излучения в описанной выше матричной структуре конечной толщины. На этом основании в [8] было показано, что при $kl \sim 100$ ПР приемников рассматриваемого типа близко к предельному. Положение изменяется при $kl \geqslant 1$. В этом случае распространяющихся гармоник с $|n| < kl$ немного и основной вклад в поле дифракции вносят затухающие гармоники с $|n| \geqslant kl$, для которых полученная в [7] оценка непригодна.

В обсуждаемых приемниках при увеличении длины волны и уменьшении размеров фоточувствительных элементов kl принимает значения, которые значительно меньше рассмотренных в [8]. В настоящее время технологические возможности обработки поверхности полупроводников и их легирования позволяют создавать многослойные структуры рассматриваемого типа с kl вплоть до значений ~ 10. При этом период решетки соизмерим с длиной волны, и распределение дифрагированного излучения в полупроводниковой пластине определяет длинноволновую границу и предельную плотность элементов, при которых структура обладает ПР. В указанной области kl необходим учет поправки к приближению Кирхгофа, содержащей вклады всех дифракционных гармоник, в том числе и с $|n| \geqslant kl$.

В разделе 1 для дифракционной решетки на границе раздела диэлектрик—полупроводник получено аналитическое выражение для асимптотической оценки поправки к приближению Кирхгофа, которое равномерно пригодно при всех значениях kl. Приведены результаты численных расчетов распределения интенсивности поля излучения в полупроводнике. Определено минимальное значение $(kl)_{\min}$, при котором обсуждаемая поправка мала и принятое для дифрагированного поля приближение справедливо. В многослойной структуре предельное значение kl, при котором разрешение еще возможно, больше $(kl)_{\min}$. Связано это с многократными отражениями дифрагированного излучения на границах раздела сред с сильно различающимися показателями преломления, а также с тем, что нижнее основание структуры просветлено лишь для нулевой дифракционной гармоники. Таким образом, развитое приближение может использоваться при определении предельного значения kl для приемника. В разделе 2 найдено поле излучения в полупроводниковой пластине и численно рассчитано указанное kl. В заключение приведены выводы о дифракционных ограничениях на ПР и длинноволновую границу рассматриваемых приемников.

1. Равномерное асимптотическое разложение для поправки к приближению Кирхгофа

В [7] рассмотрено нормальное падение плоской монохроматической волны на дифракционную решетку, лежащую на границе раздела сред с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' - i\varepsilon_2''$ (рис. 1). Вектор электрической составляющей падающей волны направлен вдоль оси x. Дифрагированное поле во второй среде представлялось в виде

$$E_{2x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \exp\left(-ih_n^{(2)} z + i\frac{2\pi n}{l} y\right), \tag{1}$$

где

$$h_n^{(1,2)} = \sqrt{k_{1,2}^2 - (2\pi n/l)^2}, \quad k_{1,2} = k\sqrt{\varepsilon_{1,2}}, \quad k = \omega/c.$$

Было показано, что для больших значений $\varkappa_{1,2} = k_{1,2} l/2\pi$ амплитуды дифракционных гармоник можно искать в виде

$$B_n = \frac{k}{h_n} \frac{\sin(n\vartheta)}{\pi n} + M_n, \tag{2}$$

где

$$h_n = \frac{1}{2}(h_n^{(1)} + h_n^{(2)}),\ \theta = \frac{\pi d}{l}.$$

Первое слагаемое представляет собой приближение Киргхофа в рассматриваемой задаче, а M_n — поправка к нему, асимптотическая оценка которой определяется следующим выражением:

$$M_n^{(1)} = \frac{h_0}{2\pi h_n}(\mu_n + \mu_{-n}), \tag{3}$$

$$\mu_n = \frac{1}{\sqrt{i\pi(\varkappa_2 + n)}} \int\limits_0^{\pi-0} du e^{i(\varkappa_2+n)(\pi-u)} \frac{d}{du} \int\limits_{\pi-u}^{\pi} \frac{e^{-i\varkappa_2\lambda} f(\lambda)\, d\lambda}{\sqrt{\lambda - (\pi - u)}} \tag{4}$$

и

$$f(\lambda) = -k \sum_m \frac{\sin(m\theta)}{m\pi h_m} e^{im\lambda}. \tag{5}$$

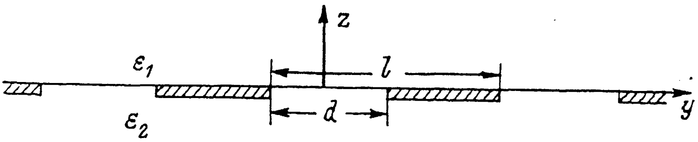

Рис. 1.

Для отыскания асимптотической оценки μ_n при больших значениях $|\varkappa_2|$ представим (4) в форме

$$\mu_n = \frac{1}{\sqrt{i\pi(\varkappa_2 + n)}} \left\{ e^{i(\varkappa_2+n)\theta} \int\limits_0^{\pi} \frac{e^{-i\varkappa_2\lambda} f(\lambda)\, d\lambda}{\sqrt{\lambda - \theta}} + \right.$$

$$\left. + i(\varkappa_2 + n) \int\limits_0^{\pi-u} du e^{i(\varkappa_2+n(\pi-u))} \int\limits_{\pi-u}^{\pi} \frac{e^{-i\varkappa_2\lambda} f(\lambda)\, d\lambda}{\sqrt{\lambda - (\pi - u)}} \right., \tag{6}$$

и воспользуемся найденными в [9] равномерными асимптотическими разложениями некоторых определенных интегралов. Для последнего из входящих в (6) интегралов найдем

$$\int\limits_{\pi-u}^{\pi} \frac{e^{-i\varkappa_2\lambda} f(\lambda)\, d\lambda}{\sqrt{\lambda - (\pi - u)}} \approx -2e^{-i\varkappa_2(\pi-u)} \frac{\Phi(\sqrt{i\varkappa_2 u})}{\sqrt{i\varkappa_2}} f(\pi - u) +$$

$$+ \frac{e^{-i\varkappa_2\pi}}{i\varkappa_2\sqrt{\pi}} [f(\pi) - f(\pi - u)] + O\left(\frac{e^{-i\varkappa_2\pi}}{\varkappa_2^{\frac{3}{2}}}\right). \tag{7}$$

При этом учтена известная связь вырожденной гипергеометрической функции с интегралом вероятности Ф. Подобным же образом

$$\int\limits_0^{\pi} \frac{e^{-i\varkappa_2\lambda} f(\lambda)\, d\lambda}{\sqrt{\lambda - \theta}} \approx -\sqrt{\frac{2\pi}{i\varkappa_2}}\, e^{-i\theta\varkappa_2} \left\{ f(0) + O\left(\frac{1}{\varkappa_2}\right) \right\}. \tag{8}$$

Из (7), (8) для μ_n найдем

$$\mu_n \approx -i\sqrt{\frac{2}{\varkappa_2(\varkappa_2 + n)}} \left\{ e^{in\theta} f(0) - \sqrt{2}\, \frac{n + \varkappa_2}{\varkappa_2} e^{in\pi} f(\pi) + \right.$$

$$\left. + i(n + \varkappa_2) \int\limits_0^{\pi} e^{in\lambda} f(\lambda)\, d\lambda + O\left(\frac{1}{\varkappa_2}\right) \right\}. \tag{9}$$

При исследовании асимптотики $f(\lambda)$ учтем конечную проводимость полупроводника. Тогда в принятом приближении

$$f(\pi)=f(\theta)\approx 0 \tag{10}$$

и

$$\int_0^{\pi} e^{in\lambda} f(\lambda)\,d\lambda=\frac{e^{in\theta}}{in\,(\varkappa_2^2-\varkappa_1^2)}\left\{\varkappa_1-\varkappa_2+\frac{\varkappa_2^2-n^2}{\varkappa_2}A\left(\frac{n}{\varkappa_2}\right)-\frac{\varkappa_1^2-n^2}{\varkappa_1}A\left(\frac{n}{\varkappa_1}\right)\right\}, \tag{11}$$

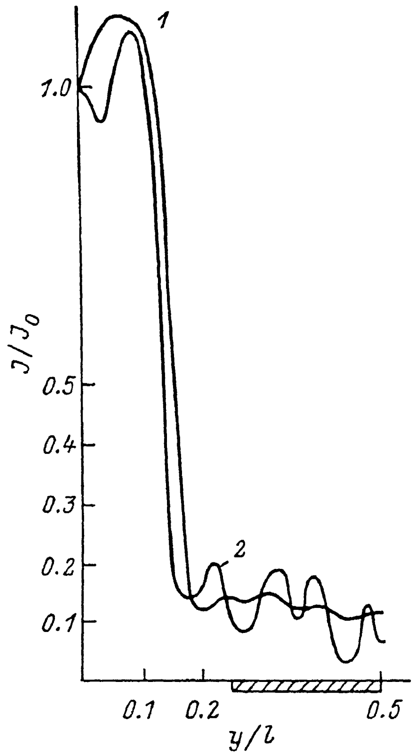

Рис. 2. Распределение интенсивности J/J_0 дифрагированного излучения в полупроводнике ($\varepsilon_1=1$, $\varepsilon_2=16$) при $kl=40$.

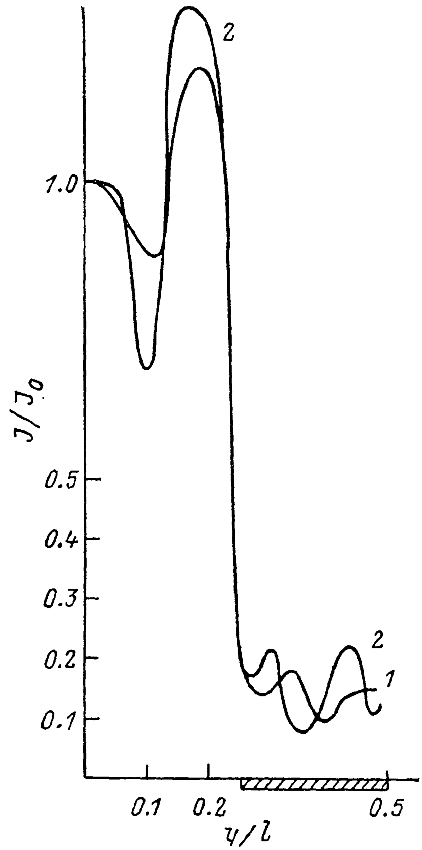

Рис. 3. Распределение интенсивности J/J_0 дифрагированного излучения в полупроводнике ($\varepsilon_1=1$, $\varepsilon_2=16$) при $kl=20$.

где

$$A\left(\frac{n}{\varkappa}\right)=\begin{cases}\dfrac{2}{\pi}\,\dfrac{\arccos\left(\dfrac{n}{\varkappa}\right)}{\sqrt{1-\dfrac{n^2}{\varkappa^2}}}, & |n|\leqslant\varkappa,\\[2ex] -\dfrac{2}{\pi}\,\dfrac{\ln\left[\dfrac{|n|}{\varkappa}-\sqrt{\dfrac{n^2}{\varkappa^2}-1}\right]\operatorname{sgn}(n)}{\sqrt{\dfrac{n^2}{\varkappa^2}-1}}, & |n|>\varkappa.\end{cases} \tag{12}$$

Подстановка (10), (11) в (9) приводит к асимптотической оценке μ_n, которая равномерно пригодна при любых достаточно больших $\varkappa_{1,\,2}$, в том числе и при $\varkappa_{1,\,2}$, совпадающих с $|n|$

$$\mu_n\approx\frac{\sqrt{2}\,ke^{in\theta}}{in\,(\varkappa_2^2-\varkappa_1^2)}\sqrt{1+\frac{n}{\varkappa_2}}\left[\varkappa_1-\varkappa_1\left(1-\frac{n^2}{\varkappa_1^2}\right)A\left(\frac{n}{\varkappa_1}\right)-\right.$$

$$\left.-\varkappa_2+\varkappa_2\left(1-\frac{n^2}{\varkappa_2^2}\right)A\left(\frac{n}{\varkappa_2}\right)\right]+O\left(\frac{1}{\varkappa_{1,\,2}^2}\right). \tag{13}$$

При $|n| \gg \varkappa_{1,2}$ из последнего выражения следует

$$\mu_n \approx \frac{\sqrt{2}\, k\, \mathrm{sgn}\,(n)}{i\,(\varkappa_2^2 - \varkappa_1^2)\sqrt{|n|}}\, e^{in\theta}\left[\frac{2}{\pi}\ln\frac{\varkappa_2}{\varkappa_1} - \frac{\varkappa_2 - \varkappa_1}{|n|}\right], \tag{14}$$

а при $\varkappa_{1,2} \gg |n|$

$$\mu_n \approx e^{in\theta}\frac{ink}{\sqrt{2}\,\varkappa_1\varkappa_2(\varkappa_1+\varkappa_2)}. \tag{15}$$

Таким образом, поправка к приближению Кирхгофа при больших $|n|$ убывает как $1/\varkappa_{1,2}$, а при $|n| \ll \varkappa_{1,2}$ как $1/\varkappa_{1,2}^2$, и основной вклад в E_{2x} действительно вносят гармоники старших порядков. Поправка, следовательно, всегда мала, и найденное для нее выражение может применяться лишь для значений, при которых это условие выполняется.

Для амплитуд дифракционных гармоник из (2) и (13) в принятом приближении найдем

$$B_n = \frac{k}{h_n}\left[\frac{\sin(n\theta)}{\pi n} - \frac{1}{2\pi\sqrt{2}}\times\right.$$

$$\times\left(\frac{e^{in\theta}}{in}\sqrt{1+\frac{n}{\varkappa_2}} + \frac{e^{-in\theta}}{-in}\sqrt{1-\frac{n}{\varkappa_2}}\right)\times$$

$$\times\left\{1 + \frac{\varkappa_1}{\varkappa_2-\varkappa_1}\left(1-\frac{n^2}{\varkappa_1^2}\right)\left[A\left(\frac{n}{\varkappa_1}\right)+\right.\right.$$

$$\left.+A\left(-\frac{n}{\varkappa_1}\right)\right] - \frac{\varkappa_2}{\varkappa_2-\varkappa_1}\left(1-\frac{n^2}{\varkappa_2^2}\right)\times$$

$$\left.\left.\times\left[A\left(\frac{n}{\varkappa_2}\right)+A\left(-\frac{n}{\varkappa_2}\right)\right]+O\left(\frac{1}{\varkappa_{1,2}^2}\right)\right\}\right]. \tag{16}$$

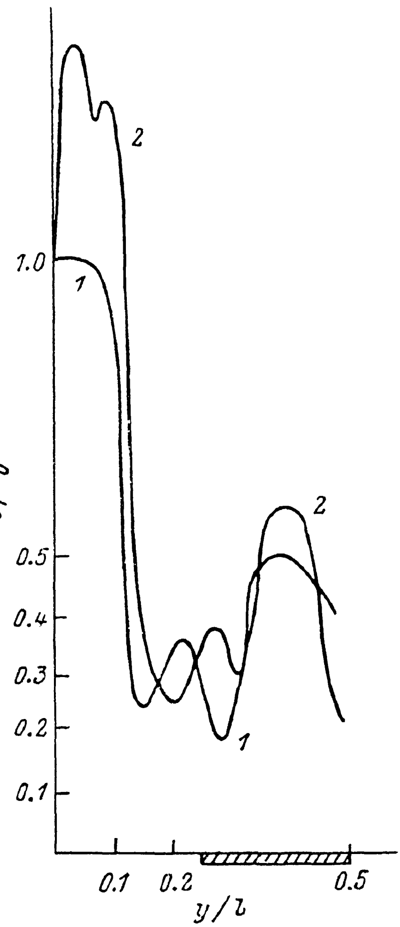

Рис. 4. Распределение интенсивности J/J_0 дифрагированного излучения в полупроводнике ($\varepsilon_1=1$, $\varepsilon_2=16$) при $kl=12$.

Полученный результат ниже используется для численных расчетов распределения интенсивности J дифрагированного поля в полупроводнике.

Нормированные на интенсивность в центре щели распределения $J(y)/J_0$ при kl, равных 40, 20, 12, приведены на рис. 2—4. Кривые *1*, *2* представляют соответственно интенсивности в приближении Кирхгофа и с учетом найденной к нему поправки. При уменьшении kl поправка к приближению Кирхгофа растет. Вплоть до $kl \sim 12$ она не велика и приближение (16) применимо, при меньших kl условие применимости развитого для расчета дифракционного поля приближения нарушается. Таким образом, $(kl)_{\min}$ может быть принято равным 12.

Как следует из приведенных результатов, с уменьшением kl контрастность выделения щелей решетки понижается. Однако и при $(kl)_{\min}$ фоточувствительные элементы разрешаются с глубиной модуляции не менее 0.5. Поскольку дифрагированное поле формируется в основном гармониками старших порядков, для которых многослойная структура не просветлена, то область ее ПР при указанной глубине модуляции лежит при kl, которые могут быть значительно больше $(kl)_{\min}$.

2. Распределение интенсивности излучения в матричной структуре конечной толщины

Указанные соображения позволяют использовать приближение (16) при расчете предельного значения kl для приемника. Найдем поле излучения в легированной полупроводниковой пластине рассматриваемого приемника, который схематически представлен на рис. 5. Поля в средах *1—4* представим в виде

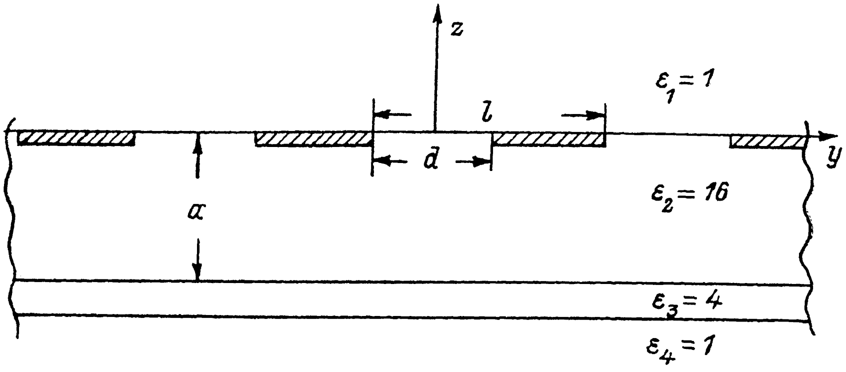

Рис. 5.

$$E_{1x} = e^{-ik_1 z} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{ih_n^{(1)}z + i\alpha_n y},$$

$$E_{2x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ B_n e^{-ih_n^{(2)}z} + C_n e^{ih_n^{(2)}(z+a)} \right\} e^{i\alpha_n y},$$

$$E_{3x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ D_n e^{-ih_n^{(3)}z} + M_n e^{ih_n^{(3)}(z+a+\lambda/8)} \right\} e^{i\alpha_n y},$$

$$E_{4x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} N_n e^{ih_n^{(4)}z + i\alpha_n y},$$

$$E_{jy} = E_{jz} = 0, \qquad (17)$$

где j — номер среды, ε_j — ее диэлектрическая проницаемость, $h_n^{(j)} = \sqrt{k_j^2 - \alpha_n^2}$, $k_j = k\sqrt{\varepsilon_j}$, $\alpha_n = 2\pi n/l$.

Из уравнений Максвелла найдем магнитные составляющие этих полей, из граничных условий на экранах, щелях и поверхностях раздела амплитудные коэффициенты в (17) выразим через B_n. В результате для поля в пластине конечной толщины найдем

$$E_{2x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{H_n}{h_n} B_n \left[e^{ih_n^{(2)}z} + e^{ih_n^{(2)}(a-z)} \Delta_n \right] e^{i\alpha_n y}, \qquad (18)$$

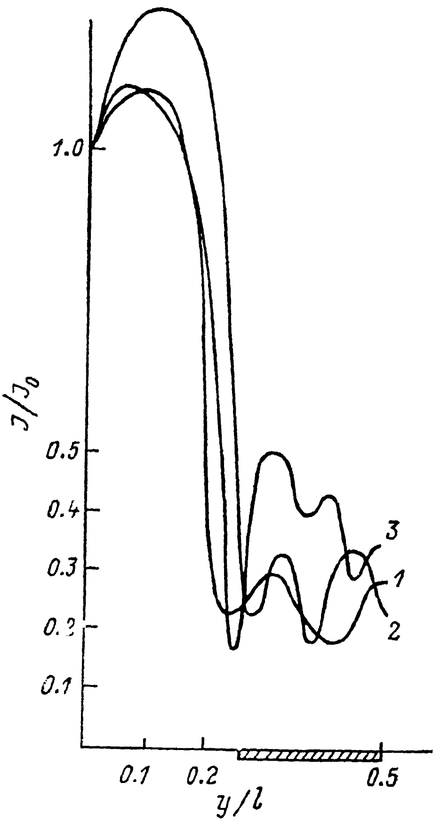

Рис. 6.

где B_n определяется выражением (16) и

$$H_n = h_n^{(1)} \left(1 + e^{2\pi i h_n^{(2)} a} \Delta_n\right) + h_n^{(2)} \left(1 - e^{2\pi i h_n^{(2)} a} \Delta_n\right), \qquad (19)$$

$$\Delta_n = \frac{(h_n^{(2)} - h_n^{(3)})(h_n^{(3)} + h_n^{(4)}) + (h_n^{(3)} - h_n^{(4)})(h_n^{(2)} + h_n^{(3)}) e^{2ih_n^{(3)}\lambda/8}}{(h_n^{(2)} + h_n^{(3)})(h_n^{(3)} + h_n^{(4)}) + (h_n^{(3)} - h_n^{(4)})(h_n^{(2)} - h_n^{(3)}) e^{2ih_n^{(3)}\lambda/8}}.$$

Последние выражения позволяют рассчитать распределение интенсивности излучения в слое заданной толщины a при различных значениях kl.

Результаты численных расчетов при $a=6l$ и $kl=40$, 20, 17 приведены на рис. 6. При уменьшении kl ПР ухудшается и при $kl < 17$ для глубины модуляции 0.5 структура теряет ПР. Расчеты показывают также, что в отсутствие просветляющего слоя ПР нет ни при каких значениях kl из исследуемой области. Значение $kl \sim 17$ (или $d/\lambda \sim 1.3$—1.4) может быть принято в качестве предельного для приемников рассматриваемого типа. Несмотря на важную роль многократных отражений в матричной структуре конечной толщины, предельное соотношение между d и λ здесь достаточно близко к определяемому из $(kl)_{\min}$.

Выводы

Таким образом, для дальней части ИК области спектра амплитудно-фазовые решетки, находящиеся на поверхностях приемников рассматриваемого типа, приводят к наибольшим по масштабам дифракционным ограничениям на их ПР. Для рассмотренной геометрии монолитного ИК приемника с заданной длиной волны предельный размер разрешаемого фоточувствительного элемента составляет 1.3—1.4 λ при глубине модуляции 0.5. Такие приемники обладают высоким ПР. Аналогично ПР элемента размером d возможно в спектральном интервале с длинами волн, меньшими 0.7 λ.

Неплоский характер волнового фронта, конечная апертура сигнала и отличный от нуля угол падения увеличивают предельный размер разрешаемого элемента по сравнению с указанным выше или смещают спектральную границу в коротковолновую область. Можно полагать, что и в этом случае рассматриваемые приемники обладают достаточно высоким ПР.

Литература

[1] *Sclar N.* Progr. Quant. Electron., 1984, v. 9, N 3, p. 149—258.
[2] Фотоприемники видимого и ИК диапазонов / Под ред. Р. Дж. Киеса. М.: Радио и связь, 1958. 328 с.
[3] *Ллойд Дж.* Системы тепловидения. М.: Мир, 1978. 414 с.
[4] *Иванов В. Г., Маломуж Н. П., Салистра Г. И.* Электронная техника. Сер. 4, 1980, № 6, с. 39—43.
[5] *Иванов В. Г., Маломуж Н. П., Салистра Г. И., Синицын Э. Ю.* Электронная техника. Сер. 4, 1982, № 6, с. 22—25; там же, 1984, № 6, с. 25—30.
[6] *Humphreys R. G., Webber R. F., Holeman B. R.* In: II Intern. Conf. on Advanced Infrared Detectors and Systems, 1983, p. 41—60.
[7] *Затовский А. В., Иванов В. Г.* ЖТФ, 1978, т. 48, № 5, с. 884—888.
[8] *Затовский А. В., Иванов В. Г., Роговская Э. Т., Салистра Г. И.* Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, № 13, с. 773—776.
[9] *Зильберглейт А. С.* ЖВММФ, 1976, т. 16, № 1, с. 40—47.

Одесский государственный
университет им. И. И. Мечникова

Поступило в Редакцию
21 июля 1987 г.
В окончательной редакции
28 апреля 1988 г.