

# Краткие сообщения

06

## Краевая аподизация кристаллоподобных структур

© Е.А. Нелин

Национальный технический университет Украины „Киевский политехнический институт“,  
03056 Киев, Украина  
e-mail: ye\_nelin@rtf.ntu-kpi.kiev.ua

(Поступило в Редакцию 12 ноября 2004 г.)

Предложен метод повышения избирательности кристаллоподобных структур (полупроводниковых сверхрешеток, фотонных и фононных кристаллов) аподизацией краев структуры. Приведены характеристики коэффициентов отражения и прохождения, иллюстрирующие эффективность метода.

В последнее время интенсивно развиваются исследования искусственных периодических структур, аналогичных естественным кристаллам. Эти структуры составляют основу новых разнообразных интегральных устройств обработки сигналов, прежде всего нанoeлектронных. Из таких кристаллоподобных структур (КС) значительное развитие получили полупроводниковые сверхрешетки для электронов как волн де Бройля, фотонные кристаллы для электромагнитных волн, фононные кристаллы для упругих волн. В кристаллах и КС за счет конструктивной интерференции отраженных волн формируются частотные полосы, в пределах которых волны распространяться не могут (зоны запрещенных энергий для электронов, фотонные и фононные запрещенные зоны). Такая частотная фильтрация позволяет управлять прохождением волн в КС, что обеспечивает значительные возможности в обработке сигналов.

Устройства на основе КС переходят в промышленную стадию. Волоконные световоды на основе фотонных кристаллов, выпускаемые промышленно, обладают уникальными характеристиками [1]. Как оптические фотонные кристаллы большую перспективу имеют синтетические опалы [2]. Высокочастотные одномерные фононные кристаллы для поверхностных акустических волн в виде периодически расположенных относительно глубоких канавок на поверхности подложки позволяют улучшить параметры различных акустоэлектронных устройств [3].

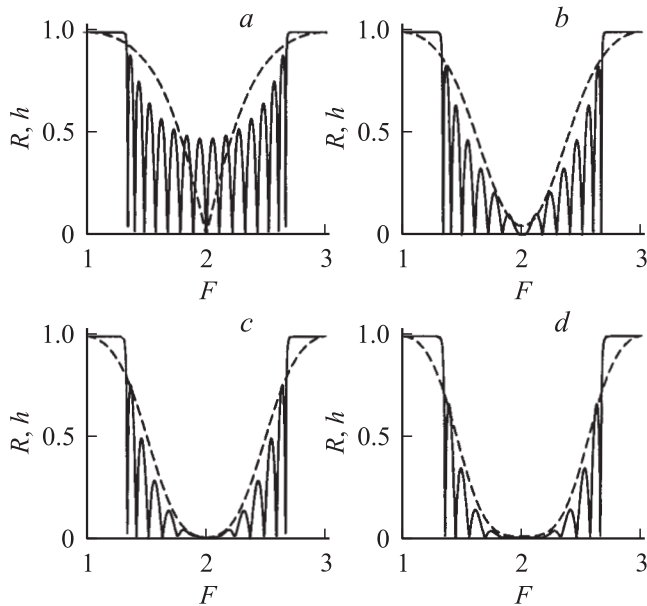
Для высокоэффективных устройств на основе КС первостепенное значение имеет высокая избирательность таких структур. Повышение избирательности многоэлементных структур обеспечивается аподизацией — изменением амплитудных и фазовых условий для локально возбужденных или отраженных волн. В [4] рассмотрена амплитудная аподизация фотонных кристаллов радиодиапазона как модели более сложных оптических фотонных кристаллов.

В настоящей работе предложен эффективный метод краевой амплитудной аподизации КС. При краевой аподизации необходимо изменять параметры КС лишь вблизи ее краев. Такая локально ограниченная аподизация конструктивно и технологически существенно проще обычной аподизации, распределенной по всей структуре.

Отраженные волны вызваны различием волновых свойств областей КС, характеризуемых волновыми импедансами. Отношение импедансов  $r_z = Z_1/Z_2$ , где  $Z_{1,2}$  — импедансы областей КС, определяет локальный коэффициент отражения  $r = (r_z - 1)/(r_z + 1)$ . Величина  $r_z$  и расположение локальных отражателей определяют спектральные характеристики КС [5]. Локальные отражатели периода КС формируют частотную характеристику коэффициента отражения периода  $h(F)$ , где  $F = f/f_0$ ,  $f_0$  — средняя частота первой запрещенной зоны. Функция  $h(F)$  определяет характер убывания пульсаций коэффициентов отражения  $R$  и прохождения  $T$  (по модулю) КС в разрешенных зонах.

Рис. 1 иллюстрирует соответствие зависимостей  $R(F)$  и  $h(F)$ . На рис. 1, *a* приведены зависимости для обычной неаподизованной КС. Локальные отражатели имеют чередующуюся полярность и расположены через половину временного периода. Значение  $r_z = 2.8$  для фотонных кристаллов отвечает границе оптического контраста, необходимого для формирования полной фотонной запрещенной зоны [6].

Степень убывания боковых лепестков зависимости  $R(F)$  определяется степенью  $n$  характеристики  $h(F) = \varphi^n(F)$ . Значение  $n = 1$  соответствует рассмотренному случаю, когда отражатель периода образован двумя противофазными локальными отражателями. Обозначим структуру такого отражателя периода через  $s_1 = \{r; -r\}$ . Для  $n > 1$  отражатель периода должен иметь более сложную структуру. Заменяем каждый из локальных отражателей резонатором. В результате получим структуру  $s_2 = \{r/2; -r; r/2\}$ , соответствующую  $n \approx 2$ . В такой КС по сравнению с исходной изменены коэффициенты отражения лишь двух крайних локальных отражателей, равные  $0.5r$ . Множитель коэффициента отражения равен весовому коэффициенту локального отражателя. Значению  $n \approx 3$  соответствует структура  $s_3$ , образованная двумя разнополярными структурами  $s_2/2$ , расположенными через временной полупериод. При этом весовые коэффициенты, отсчитываемые от краев КС, равны  $0.25$  и  $0.75$ . Для  $n \approx 4$  необходим отражатель полупериода со структурой

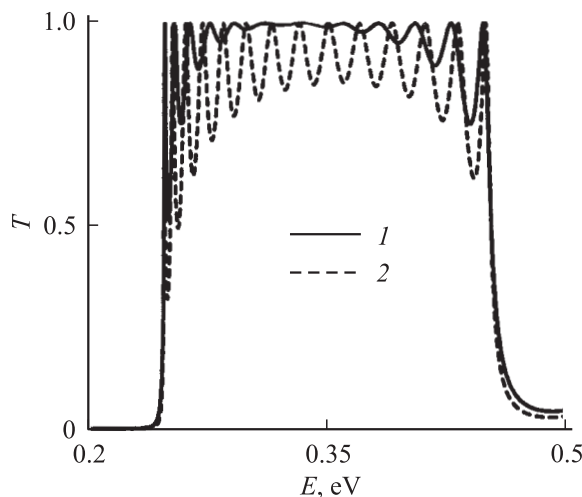


**Рис. 1.** Частотные зависимости коэффициентов отражения  $R$  одномерной КС (сплошная кривая) и коэффициента отражения эквивалентного отражателя периода  $h$  (штриховая кривая) для неаподизованной КС (*a*) и для вариантов  $s_2$ – $s_4$  краевой аподизации (*b*–*d*). Число слоев КС — 15,  $r_z = 2.8$ .

$s_4 = \{r/8, -3r/8, 3r/8, -r/8\}$ . Крайние весовые коэффициенты в этом случае равны 0.125, 0.5 и 7/8.

Рис. 1, *b*–*d* иллюстрирует эффективность краевой аподизации КС соответственно для вариантов со структурами  $s_2$ – $s_4$ . Краевая аподизация позволяет существенно повысить избирательность КС.

Коэффициент прохождения КС  $T = \sqrt{1 - R^2}$ . В разрешенных зонах высокоизбирательных КС, где  $R \ll 1$ ,  $T \approx 1 - R^2/2$ . Таким образом, степень убывания pulsa-



**Рис. 2.** Зависимости коэффициента прохождения  $T$  сверхрешетки  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  от энергии электрона  $E$  с краевой аподизацией по варианту  $s_4$  (1) и без аподизации (2).

ций коэффициента прохождения определяется функцией  $\varphi^{2n}(F)$  с удвоенной степенью по сравнению с коэффициентом отражения. Согласно модели эквивалентных отражателей [5],  $\varphi(F) = |\sin(\pi F/2)|$ .

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента прохождения полупроводниковой сверхрешетки, образованной слоями  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{GaAs}$  толщиной 10 и 15 постоянных кристаллической решетки  $\text{GaAs}$  в направлении [100] (равной 2.82665 Å [7]). Число барьеров 15, высота барьера  $V = 0.2$  eV. Эффективная масса электрона в области барьера  $m_1 = (0.0665 + 0.0835x)m_0$  [8], в области ямы  $m_2 = 0.0665m_0$ , где  $m_0$  — масса покоя электрона,  $V$  и  $x$  связаны соотношением  $V = 0.7731x$  [9]. Поскольку для электронных волн импеданс зависит от энергии  $Z \sim \sqrt{E - V}$  [10], то расчет аподизации выполнен для средней энергии рассматриваемой разрешенной зоны, равной 0.36 eV. Краевая аподизация значительно повышает эффективность надбарьерного прохождения электронов.

Для моделирования КС использована модель [11], пригодная для волновых структур, в том числе КС, различной степени сложности.

Краевая аподизация обеспечивает существенное повышение избирательности КС без заметного конструктивного усложнения, что имеет первостепенное значение для высокоэффективных, технологичных устройств на основе КС.

## Список литературы

- [1] [www.blazephotonics.com](http://www.blazephotonics.com), [www.crystal-fibre.com](http://www.crystal-fibre.com).
- [2] Голубев В.Г., Кособукин В.А., Курдюмов Д.А. и др. // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 6. С. 710–713.
- [3] Dhar L., Rogers J.A. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77. N 9. P. 1402–1404.
- [4] Erro M.J., Laso M.A.G., Lopetegi T. et al. // Fiber and Integrated Optics. 2000. Vol. 19. N 4. P. 311–325.
- [5] Нелин Е.А. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 11. С. 70–74.
- [6] Bush K., John S. // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 58. N 3. P. 3896–3908.
- [7] Gaylord T.K., Glytsis E.N., Brennan K.F. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 6. P. 2535–2540.
- [8] Nakamura K., Shimizu A., Fujii K. et al. // IEEE J. QE. 1992. Vol. 28. N 7. P. 1670–1677.
- [9] Wilson D.W., Glytsis E.N., Gaylord T.K. // IEEE J. QE. 1993. Vol. 29. N 5. P. 1364–1382.
- [10] Khondker A.N., Khan M.R., Anwar A.F.M. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 10. P. 5191–5193.
- [11] Cristopoulos C. The Transmission-Line Modeling Method: TLM. New York: IEEE Press/Oxford University Press, 1995. 232 p.