

ЭКСИТОННЫЕ МОДУЛЯТОРЫ СВЕТА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С СИСТЕМОЙ КВАНТОВЫХ ЯМ

© А.С.Игнатъев, В.Б.Копылов, П.И.Перов*, С.С.Шмелев

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия

(Получена 29 июня 1995 г. Принята к печати 10 июля 1995 г.)

Представлены результаты исследований экситонных модуляторов света на основе системы квантовых ям, работающих как на пропускание, так и на отражение. Исследованы особенности оптических спектров и глубина модуляции света в структурах. Показано, что для существенного увеличения контраста целесообразно использовать модулятор в структуре интерферометра Фабри-Перо.

Перспективы создания оптических или оптоэлектронных компьютеров во многом связаны с возможностью реализации оптически и/или электрически управляемых пространственных модуляторов света, предназначенных для использования в качестве устройств ввода и вывода информации, а также матриц памяти с параллельным оптическим считыванием (в том числе матриц ассоциативной памяти). Однако, до недавних пор использовались лишь прозрачные на жидких кристаллах, быстродействие которых мало. Наиболее приемлемы по эффективности, быстродействию и уровням управляющих сигналов экситонные модуляторы света, которые получили мощный импульс в своем развитии в результате успехов в полупроводниковой технологии и, особенно, молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [1-3].

Перспективной представляется интеграция оптических и электронных компонентов с преимущественным использованием оптических подходов в части организации большого числа связей, и электронных — при создании нелинейных элементов, широко применяемых в микроэлектронике. При таком подходе задача создания матриц памяти с оптическим считыванием является частью общей проблемы создания оптоэлектронных интегральных схем с оптическими связями [4].

На основе гетероструктур (ГС) GaAs-AlGaAs с квантовыми ямами можно реализовать интегральные схемы матриц памяти с оптическим параллельным считыванием, обладающие наносекундным быстродействием, большим контрастом (порядка 100) и приемлемыми вносимыми

потерями (несколько дБ), причем все элементы могут быть изготовлены в рамках единой GaAs-технологии и допускают интеграцию на одной пластине.

Основная цель данной работы состоит в исследовании технологии создания многослойных ГС с квантовым энергетическим спектром носителей в системе GaAs-AlGaAs методом МЛЭ для экситонных модуляторов света, а также в исследовании электрических, оптических и электрооптических характеристик полученных структур.

Выращивание ГС с многоквантовыми ямами проводилось на подложках монокристаллического GaAs (100) с разориентацией 3° к плоскости (110). В качестве исходных материалов для молекулярных источников использовались особо чистые Ga (99.9999%), Al (99.9999%), As (99.99%). Непосредственно перед процессом выращивания структур в ростовой камере МЛЭ производилась обработка поверхности подложек в потоке мышьяка при давлении $P_{As} = 2 \cdot 10^7$ тор в течение 15 мин при температуре 893 К. Контроль потоков Al, Ga, As, Si осуществлялся ионизационным датчиком, расположенным в зоне роста. Выбор оптимальной температуры подложки T_s производился по максимальной интенсивности фотолюминесценции от слоя GaAs, выращенного на слое $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ ($T_s^{opt} = 893$ К).

Учитывая, что оптические свойства ГС зависят от качества границы раздела в области гетероперехода, мы использовали режим «прерывания роста», когда после наращивания очередного слоя GaAs производилась выдержка подложки в потоке As. Обнаружено, что прерывание роста в условиях стабилизации по мышьяку приводит к сглаживанию рельефа поверхности за счет формирования более равновесной структуры, однако при превышении длительностью прерывания некоторой величины наблюдается уменьшение интенсивности фотолюминесценции и отношения интенсивностей излучения свободного и связанного экситонов (FE/BE), что на наш взгляд вызвано встраиванием на границу раздела примесей, дающих мелкие уровни в запрещенной зоне. При выращивании данных структур использовался наиболее оптимальный режим — прерывание роста на 30 с.

В данной работе методом МЛЭ изготавливались системы квантовых ям и интерференционное зеркало для модуляторов оптического излучения двух типов: экситонный модулятор света, функционирующий в режиме поглощения, (тип 1) на основе системы GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As (рис. 1, а); экситонный модулятор света с интерференционным «брэгговским» зеркалом на основе системы Al_{0.3}Ga_{0.7}As-AlAs, функционирующий в режиме отражения света (рис. 1, б) (тип 2). Модуляторы рассчитывались на работу с излучением света с длиной волны $\lambda = 0.85$ мкм.

При выращивании упомянутых структур система квантовых ям обычно отделялась от области контактов как со стороны подложки, так и с противоположной стороны разделительными сверхрешетками, состоящими из 20 пар чередующихся слоев GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As с толщиной каждого слоя 30 Å, использующимися как буферные слои. В качестве нижнего контакта использовался слой индия, вожженный либо в подложку n^+ -GaAs, либо в нанесенные на полуизолирующую подложку слои n^+ -GaAs и n^+ -Al_{0.3}Ga_{0.7}As (рис. 1, а). Последний служил также в качестве стопорного слоя при травлении прозрачных окон в подложке

a

b

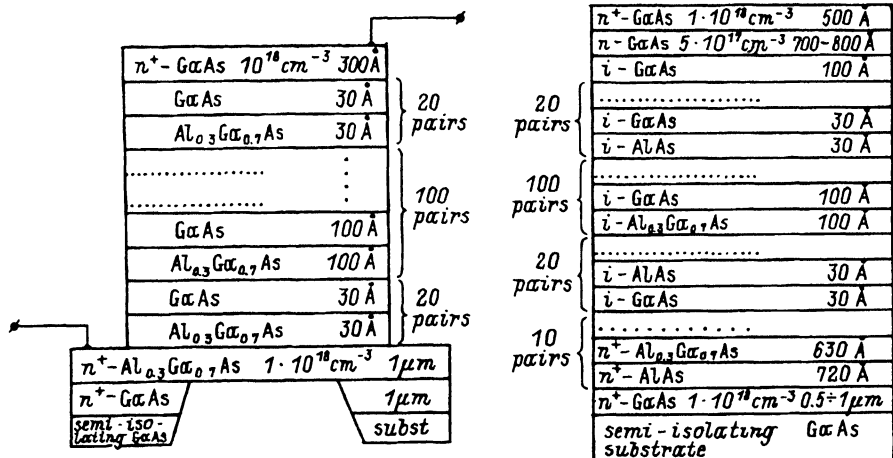


Рис. 1. Структура экситонного модулятора света для работы в режиме поглощения (а) и отражения (b). 1 — слой n^+ -GaAs для формирования контактов, 2 — система буферных сверхрешеток, 3 — сверхрешетка экситонного модулятора, 4 — «брэгговское» зеркало, 5 — слой n^+ - $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ для формирования нижних контактов, 6 — буферный слой, 7 — подложка.

GaAs методом селективного химического травления по методике [2-4] при изготовлении структур типа 1. При изготовлении структур типа 2 на брэгговском зеркале (содержащем 10 пар слоев AlAs и $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной $\lambda/4$, производилось легирование слоев зеркала, и вся эта система использовалась в качестве контакта. Вторым контактом к структуре служил контакт Шоттки, изготавливаемый напылением Al на GaAs.

Для задания и поддержания температуры подложки GaAs использовалась интерференция излучения He-Ne-лазера с $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$ в плоскопараллельной подложке при изменении ее температуры. Разработанная оптическая система, устройство сопряжения с компьютером и программное обеспечение позволяли воспроизводить температуру подложки с точностью не хуже 3 К.

При выращивании структур модуляторов необходим прецизионный контроль как толщины каждого слоя, так и его состава. В данной работе для этих целей использовался эффект интерференции света с $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ в растущем слое *in situ* [5]. Выращивание многослойного брэгговского зеркала проводилось по программе, которая учитывала различия в длинах волн излучения, используемого для измерения *in situ* ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) и излучения, используемого в работе модулятора ($\lambda = 0.85 \mu\text{m}$). Учитывались также температурные, спектральные зависимости показателей преломления, коэффициентов отражения и поглощения света в слоях $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, AlAs и зависимость этих параметров от состава растущего слоя. При этом во время роста первых двух слоев интерференционного зеркала по интерференционной картине определялись скорости роста, состав слоя, проводился расчет требуемых толщин и коррекция времени нанесения каждого слоя.

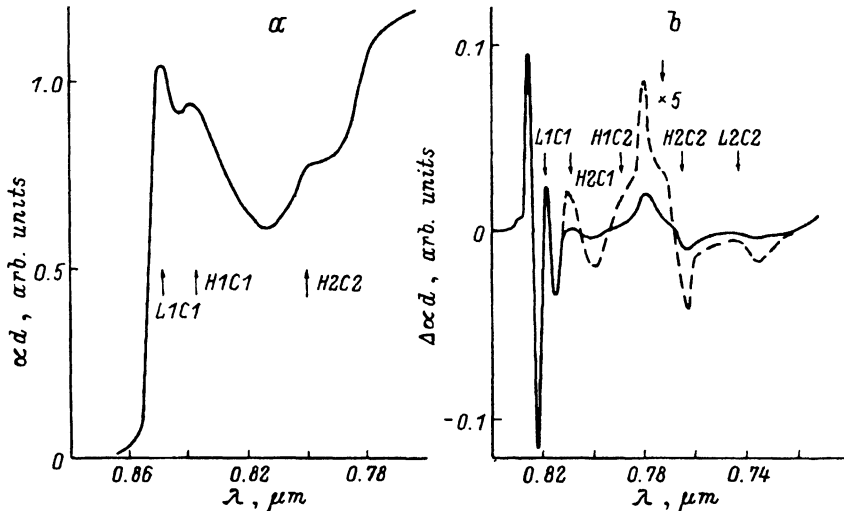


Рис. 2. Спектры поглощения (а) и электропоглощения (б) гетероструктуры модулятора типа 1. б: сплошная линия.— 0В, штриховая — 5В.

Анализ полученных ГС проводился по спектрам поглощения, электропоглощения и электроотражения. В спектрах поглощения исследуемых образцов многослойных ГС GaAs-AlGaAs (рис. 2, а) в ближней инфракрасной области наблюдался характерный дублет полос, обусловленный переходами с образованием экситонов, связанных с первым уровнем в зоне проводимости и первыми уровнями тяжелых и легких дырок в валентных подзонах (соответственно переходы $H1C1$ и $L1C1$). В более коротковолновой области в виде ступеньки регистрировались переходы $H2C2$. Такое поведение спектров соответствует теоретическим представлениям, согласно которым в спектрах оптического поглощения наиболее ярко должны проявляться разрешенные переходы $H_m C_n$ и $L_m C_n$ между квантовыми уровнями с одинаковыми квантовыми числами $m = n$. Появление в спектрах переходов с $n \neq m$ (запрещенных) происходит при частичном снятии запрета под действием внешнего или встроенного электрического поля, а также за счет взаимодействия между подзонами легких и тяжелых дырок, причем сила осциллятора для переходов с $n \neq m$ резко повышается в случае близко расположенных (почти вырожденных) дырочных подзон.

Определение параметров многослойных ГС проводилось по сопоставлению спектрального положения особенностей в измеряемых спектрах поглощения, фотоотклика и электропоглощения с результатами расчетов энергетических уровней в таких структурах. Прецизионное и однозначное определение параметров многослойных ГС только по спектрам поглощения затруднено тем, что экситонный переход $H2C2$ регистрируется даже при $T \approx 77$ К в виде ступеньки без отчетливо выраженного экстремума, а положение переходов $H1C1$ и $L1C1$ весьма чувствительно к качеству гетерограниц многослойных ГС.

Для исследования изменения коэффициента поглощения в электрическом поле использовался метод электропоглощения (ЭП). Под действием электрического поля спектр поглощения многослойных ГС с достаточно толстыми барьерами (препятствующими образованию ми-

низом) испытывает длинноволновый сдвиг, происходит увеличение интенсивности «запрещенных» переходов и одновременно уширение всех полос, обусловленных экситонными переходами. Сигнал ЭП, обусловленный одиночным «разрешенным» переходом, состоит из длинноволнового положительного и коротковолнового отрицательного крыльев с экстремумами, причем при слабых полях нулевая точка сигнала должна находиться на длине волны максимума поглощения и смещаться в длинноволновую часть спектра при увеличении напряженности электрического поля, приложенного к структуре (рис. 2, б). Для запрещенных переходов электрическое поле приводит главным образом (по крайней мере при слабых полях) к «возгоранию» соответствующих линий поглощения. Поэтому определение энергий запрещенных переходов проводилось по положению положительных экстремумов соответствующих сигналов в слабых электрических полях. Измерения проводились при температуре 77 К, при этом полуширины линий экситонных переходов уменьшаются, и отчетливо проявляются особенности в спектре. Температура измерений контролировалась по спектральному смещению экситонных пиков $H1C1$ и $L1C1$.

Энергетическое положение особенностей в спектрах поглощения рассчитывалось аналогично [6] из решений одномерного уравнения Шредингера для частиц в прямоугольных ямах конечной высоты с учетом данных по энергии связи экситонов, рассчитанных в [7]. Тогда энергетическое положение уровней в данной системе можно записать как

$$E_k \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 E_{1\infty} \left\{ (-1)^{k-1} \arctg \left[\left(\frac{m_w}{m_b} \left(\frac{V_b}{E_k} - 1 \right) \right)^{(1/2)(-1)^{k-1}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \operatorname{th} \left(\frac{b}{a} \frac{\pi}{2} \left(\frac{V_b - E_k}{E_{1\infty}} \right)^{1/2} \right) \right] + \frac{\pi}{4} [2k - 1 - (-1)^{k-1}] \right\}^2, \quad (1)$$

где $E_{1\infty}$ — положение первого уровня в бесконечной квантовой яме шириной d_1 : $E_{1\infty} = \hbar^2/8m_w a$, m_w и m_b — эффективная масса частицы в материале ямы и барьера соответственно, k — номер уровня.

Решение данного уравнения для электронов, тяжелых и легких дырок в гетероструктурах с квантовыми ямами GaAs и барьерами $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ проводилось в предположениях [6], что $\Delta E_g = 1.247x$, $\Delta E_c = 0.65\Delta E_g$, $m_e = (0.0665 + 0.0835x)m_0$, $m_{hh} = (0.45 + 0.31x)m_0$, $m_{lh} = (0.088 + 0.049x)m_0$. Энергии переходов определялись как

$$E_{nm} = E_g + E_m + E_n - E_{ex},$$

где E_g — ширина запрещенной зоны GaAs, E_m и E_n — энергетические положения m - и n -уровней в зоне проводимости и в соответствующей валентной подзоне, определяемые из (1), E_{ex} — энергия связи экситона, определенная в [7]. Результаты расчетов зависимостей энергий различных переходов от толщины ямы при $d_1/d_2 = 1$ и $x = 0.3$ приведены на рис. 3, а. На рис. 3, б показана зависимость энергетического положения различных уровней при заданной толщине от состава барьерного слоя.

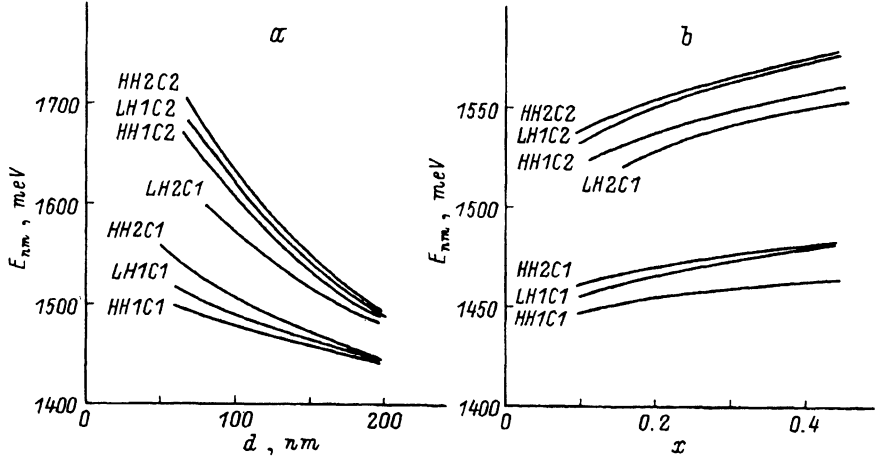


Рис. 3. Зависимости энергий различных переходов для гетероструктур GaAs-Al_xGa_{1-x}As: а — от ширины квантовых ям d_1 и барьеров d_2 с $x = 0.3$ ($d_1 = d_2 = d$); б — от содержания Al в барьерном слое при $d_1 = d_2 = 10$ нм.

В исследовавшихся структурах с шириной квантовых ям от 120 до 60 Å в отсутствие внешнего электрического поля полосы экситонного поглощения, связанные с переходами при комнатной температуре, регистрируются в диапазонах от 1.46 до 1.53 эВ и от 1.47 до 1.56 эВ соответственно, причем пики $H1C1$ и $L1C1$ уверенно спектрально разрешались. Полуширина пиков достигала $2.0 \div 2.5$ мэВ (для квантовых ям ~ 100 Å при 77 К), что соответствует вариациям толщин квантовых ям в один монослой, обусловленным как ступенями роста в пределах отдельной ямы, так и флуктуациями средней толщины от слоя к слою. Под влиянием электрического поля пики $H1C1$ и $L1C1$ смешались по амплитуде (рис. 4, а), при этом пропускание в максимуме $H1C1$ возрастало в несколько раз, тогда как на длинноволновом крыле пика $H1C1$ оно уменьшалось в $2 \div 2.5$ раза при величинах приложенного напряжения в несколько вольт.

В спектрах отражения (рис. 5, а) и электроотражения (рис. 5, в) гетероструктур GaAs-AlGaAs с квантовыми ямами, выращенных на многослойном зеркале, также наблюдаются особенности, связанные с экситонными линиями поглощения $H1C1$ и $L1C1$, так что такие гетероструктуры с системой квантовых ям по оптическим характеристикам близки к структурам интерференционного зеркала.

Для существенного увеличения контраста между включенным и выключенным состояниями целесообразно использовать модулятор в структуре интерферометра Фабри-Перо. Коэффициент отражения асимметричного интерферометра, по аналогии с [8], можно записать как

$$R = (B + F \sin^2 \phi) / (1 + F \sin^2 \phi), \quad (2)$$

где

$$B = R_1 [1 - R_A(1 - A) / R_1]^2 / (1 - R_A)^2, \quad F = 4R_A(1 - A) / (1 - R_A)^2,$$

$$R_A = \sqrt{R_1 R_2} \exp(-\alpha d_a), \quad \phi = 2\pi n d_0 / \lambda,$$

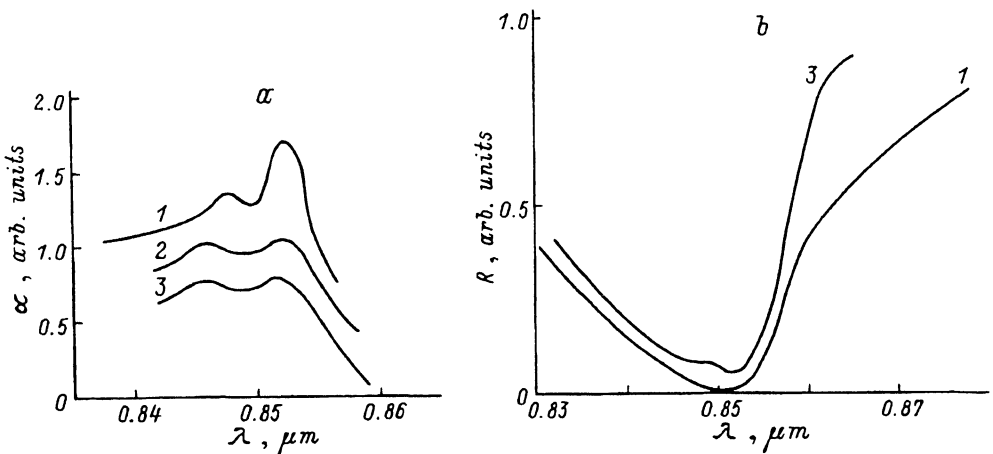


Рис. 4. Спектры поглощения (а) и отражения (б) экситонных модуляторов света типов 1 и 2 соответственно при различных приложенных напряжениях, В; 1 — 0, 2 — 5, 3 — 7.

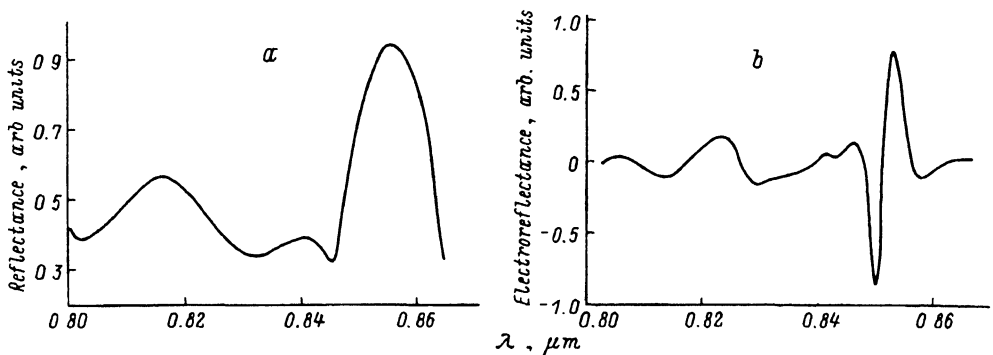


Рис. 5. Спектр отражения (а) и электроотражения (б) гетероструктур модуляторов типа 2. $T = 300$ К.

d_0 — толщина резонатора, n — средний показатель преломления среды между зеркалами, d_a — толщина поглощающего слоя внутри этой среды. Результаты расчетов спектров отражения с учетом изменения коэффициента поглощения $\Delta\alpha$ в электрическом поле показывают, что реально получение контраста более 100 при модуляции коэффициента поглощения в 2 раза, и контраст может превышать 100 при изменении коэффициента отражения от 0 до 13. Аналогичные расчеты, проведенные с учетом экспериментально измеренных спектров поглощения одной из исследуемых структур (рис. 4, а), показывают, что даже при относительно небольших изменениях коэффициента поглощения вполне достижим контраст более 10 (рис. 4, в).

Таким образом, в работе изготовлены гетероструктуры с системой квантовых ям, в том числе и на интерференционном зеркале для электрооптических модуляторов. Исследованы особенности оптических спектров и глубина модуляции света в структурах. Показано, что использование изготовленных гетероструктур в интерферометре Фабри-Перо позволяет получить контраст более 10.

- [1] A.I. Lentine, F.B. McCormick, R.A. Novotny et al. IEEE Photonic Tech. Lett, **2**, 51 (1991).
- [2] L.A. Avdeeva, P.I. Perov, M.I. Elinson. Phys. St. Sol. (b), **63**, K75 (1974).
- [3] T.H. Wood, C.A. Burrus, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann. Appl. Phys. Lett., **44**, 16 (1984).
- [4] Ю.В. Гуляев, М.И. Елинсон, П.И. Перов. Микроэлектроника, **21**, 187 (1990).
- [5] Д.И. Биленко, О.Я. Белобровая, А.С. Игнатъев, В.Г. Мокеров, С.Е. Пылаев, И.В. Рябинин, В.Д. Ципоруха ЖТФ, **56**, 1198 (1986).
- [6] W.T. Masselink, P.J. Pearah, J. Klem, C.K. Peng, H. Morkoç, G.D. Sanders, Yia-Chung Chang. Phys. Rev. B, **32**, 8027 (1985).
- [7] D.S. Chuu, Ying-Chin Lou. Phys. Rev. B, **43**, 14504 (1991).
- [8] M. Whitehead, G. Parry. Electron. Lett., **25**, 566 (1989).

Редактор Л.В. Шаронова

Exciton modulators of light based on multi-quantum well heterostructures

*A.S. Ignatyev, V.S. Copenlov, P.I. Perov, S.S. Shmelev**

P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences, 117924 Moscow, Russia
 *Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 141120 Fryazino, Russia

Results are presented of a research of exciton modulators of light based on multi-quantum well structures and working for reflection and transmission as well. Modulation depth of light and particular features of spectra in structures have been studied. It has been shown that in order to obtain a sharper contrast, it is desirable to use modulation in the Fabri-Perout interferometer structure.

