

06.3;07

Лазерная генерация при комнатной температуре в структурах с квантовыми островками CdSe в матрице ZnMgSSe без внешнего оптического ограничения

© А.В. Сахаров, С.В. Иванов, С.В. Сорокин, И.Л. Крестников,
Б.В. Воловик, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 17 января 1997 г.

В работе показано, что в структурах с субмонослойными внедрениями CdSe в матрице ZnMgSSe лазерная генерация может осуществляться без дополнительного оптического ограничения активной области толстыми слоями с меньшим показателем преломления при температурах выше комнатной. Температурная зависимость плотности возбуждения на пороге генерации имеет вид, характерный для структур с локализацией носителей в трех измерениях.

В последнее время ведутся интенсивные исследования структур на основе соединений A₂B₆ и нитридов III группы, связанные с получением светодиодов и лазеров, работающих в сине-зеленой области спектра. Обычно лазерные структуры выращиваются в стандартной геометрии, отработанной для лазеров на основе соединений A₃B₅ (активная область ограничена более широкозонными слоями с меньшим показателем преломления). Однако в ряде случаев возможность получения толстых широкозонных слоев затруднена либо отсутствием подходящей гетеропары, либо трудностями легирования широкозонного соединения (например, для слоев *p*-ZnMgSSe). В предыдущих работах [1,2] мы показали, что для получения лазерной генерации в структурах с квантовыми островками CdSe в матрице ZnSe нет жесткой необходимости в дополнительном оптическом ограничении, так как волноводный эффект может быть обусловлен возрастанием показателя преломления в области экситонного резонанса, при этом лазерная генерация осуществляется через основное состояние локализованного экситона. Лазерная генерация возникает даже в том случае, если среднее

содержание CdSe в области с квантовыми островками составляет всего 3–4%.

В данной работе мы исследовали структуру с активной областью без дополнительного оптического ограничения толстыми слоями с меньшим коэффициентом преломления. Короткопериодная сверхрешетка, состоящая из субмонослойных внедрений CdSe со средней толщиной 0,4 монослоя, разделенных 28 Å ZnMgSSe барьерами, с числом периодов, равным 20, была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs(100) [3]. Сверхрешетка была отделена от подложки и поверхности слоями ZnMgSSe, согласованными по параметру решетки с GaAs, толщиной 1 мкм и 500 Å соответственно. Для электронного ограничения носителей в области сверхрешетки использовались сверхрешетки ZnS/MgSe толщиной 100 Å.

Как было показано в [1], возможность лазерной генерации через экситонные состояния обусловлена нарушением правил отбора по импульсу, связанным с пространственной локализацией экситона и снижением симметрии системы. В нашем случае расстояние между энергией генерации и энергией фотолюминесценции субмонослойной сверхрешетки составляет 28 мэВ при комнатной температуре, тогда как в структурах с ZnCdSe/ZnSe квантовыми ямами энергия генерации обычно смещена в длинноволновую сторону на 30–60 мэВ, что обусловлено экситон-фононным механизмом усиления в структурах со свободными экситонами [4], так как "теплый" экситон с большим значением волнового вектора не может рекомбинировать излучательно [5].

В работе [2] была продемонстрирована возможность лазерной генерации в структуре с субмонослоями CdSe в матрице ZnSe. При этом, однако, лазерная генерация была получена только при достаточно низких температурах ($T < 120$ K). При возрастании температуры наблюдался резкий рост пороговой плотности возбуждения, что может быть связано как с тепловым выбросом носителей в матрицу, так и с увеличением ширины и уменьшением амплитуды экситонной модуляции показателя преломления. В данной работе мы поместили субмонослои CdSe в более широкозонную матрицу ZMgSSe, что позволило значительно увеличить энергию локализации и подавить тепловой выброс.

На рис. 1 представлены зависимость интенсивности фотолюминесценции двусколотого образца от плотности возбуждения и спектры генерации при различных плотностях возбуждения (температура регистрации 300 K). Как видно из рисунка, при плотностях возбуждения порядка

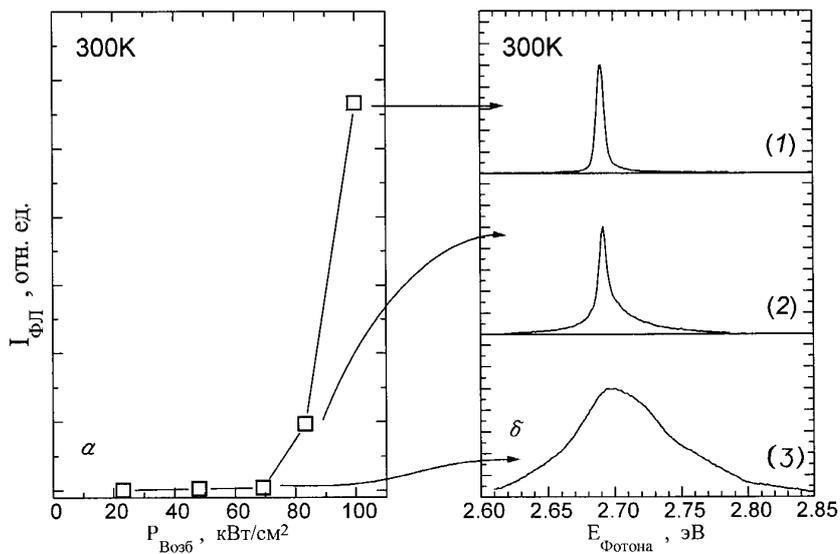


Рис. 1. *a* — зависимость интенсивности фотолуминесценции с торца от плотности возбуждения; *b* — спектры луминесценции с торца, снятые при различных плотностях возбуждения (100 кВт/см² — 1, 83 кВт/см² — 2, 69 кВт/см² — 3).

80 кВт/см² полуширина линии фотолуминесценции резко уменьшается до 6 мэВ, что говорит о переходе в режим лазерной генерации.

На рис. 2, *a* представлена зависимость пороговой плотности возбуждения от температуры. В области низких температур наблюдается участок с отрицательной температурной зависимостью, характерный для структур с трехмерной локализацией носителей [6]. При повышении температуры пороговая плотность возбуждения медленно возрастает, а при температурах выше 260 °С начинается резкий рост, связанный с термическим выбросом носителей в матрицу.

На рис. 2, *b* представлены температурные зависимости энергетического положения линий краевой фотолуминесценции для ZnMgSSe матрицы и фотолуминесценции от CdSe субмонослойной сверхрешетки, снятых с поверхности образца, а также температурная зависимость энергии лазерной генерации. Из рисунка видно, что энергия краевой

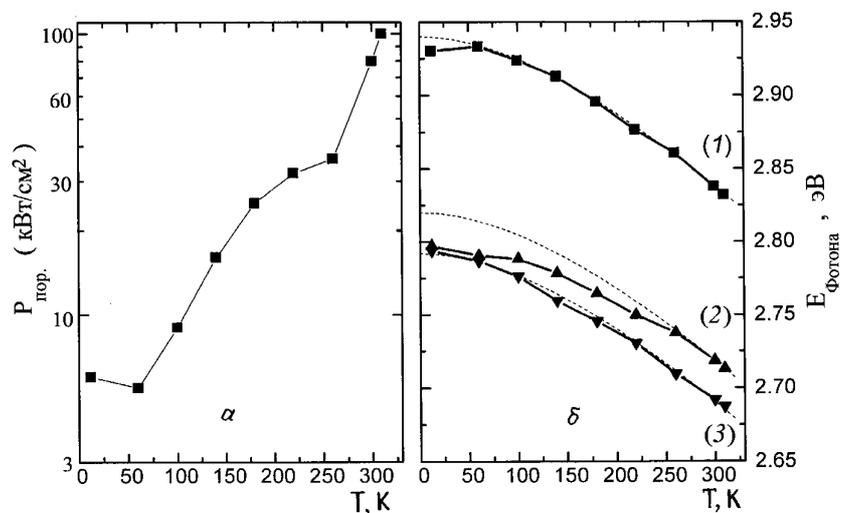


Рис. 2. *a* — температурная зависимость пороговой плотности возбуждения; *b* — температурная зависимость энергии фотолуминесценции с поверхности для матрицы (1) и субмонослойной сверхрешетки (2) (плотность возбуждения 1 Вт/см²), температурная зависимость энергии лазерной генерации (3).

фотолуминесценции соответствует температурной зависимости ширины запрещенной зоны ZnMgSSe. Небольшое различие при низких температурах объясняется локализацией экситонов на флуктуациях состава четверного твердого раствора. Энергия лазерной генерации соответствует температурной зависимости ширины запрещенной зоны, что свидетельствует о неизменности механизма генерации. В то же время на температурной зависимости фотолуминесценции от субмонослойной сверхрешетки можно выделить три участка, совпадающие с участками на температурной зависимости пороговой плотности возбуждения. При низких температурах основной вклад в фотолуминесценцию дают островки большого размера с большей энергией локализации; далее, при возрастании температуры, происходит перераспределение носителей между островками и заселение более высокоэнергетических состояний и при температурах выше 260 °C пик ФЛ следует за температурной зависимостью ширины запрещенной зоны.

В данной работе мы показали, что в структурах с CdSe квантовыми островками без дополнительного оптического ограничения может быть осуществлена безфононная лазерная генерация при температурах выше комнатной (40 °С). Сохранение высокого коэффициента усиления мы связываем с увеличением энергии локализации носителей при помещении островков в матрицу более широкозонного материала. Также показана достаточность экситон-обусловленной модуляции показателя преломления для возникновения волноводного эффекта и сохранения его до температур выше комнатной.

Эта работа была поддержана грантами INTAS-94-481 и РФФИ № 95-02-04056.

Список литературы

- [1] *Ledentsov N.N., Krestnikov L.L., Maximov M.V., Ivanov S.V., Sorokin S.V., Kor'ev P.S., Alferov Zh.I., Bimberg D., Sotomayor Torres C.M.* // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 69(10). P. 1343.
- [2] *Крестников И.Л., Леденцов Н.Н., Максимов М.В., Сахаров А.В., Иванов С.В., Сорокин С.В., Тенишев Л.Н., Копьев П.С., Ж.И. Алферов* // *Письма в ЖТФ.* 1997. V. 23(1). P. 33.
- [3] *Ivanov S.V., Sorokin S.V., Kor'ev P.S., Kim J.R., Jung H.D., Park H.S.* // *J. Crystal Growth.* 1996. V. 159. P. 16.
- [4] *Kawakami Y., Hauksson I., Stewart H., Simpson J., Galbraith I., Prior K.A., Cavenett B.C.* // *Phys. Rev. B.* 1993. V. 48. P. 11994.
- [5] *Pertogorov S.A.* // *Phys. Stat. Sol. (b).* 1975. V. 68. P. 9.
- [6] *Жуков А.Е., Егоров А.Ю., Ковш А.Р., Устинов В.М., Леденцов Н.Н., Максимов М.В., Цацульников А.Ф., Зайцев С.В., Гордеев Н.Ю., Копьев П.С., Бимберг Д., Алферов Ж.И.* // *ФТП.* 1997 (в печати).