

Работа поддержана грантами РФФИ, ИНТАК и программой "Физика твердотельных наноструктур".

## Список литературы

1. Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* (М.: Наука, 1974)
2. Keldysh L V, in *Electron-Hole Liquid* (Amsterdam: North-Holland, 1986); Brinkman W F, Rice T M *Phys. Rev. B* **7** 1508 (1973)
3. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 26 (1975); *ЖЭТФ* **71** 738 (1976); Lozovik Yu E, Yudson V I *Solid State Commun.* **18** 628 (1976); **21** 211 (1977); *Physica A* **93** 493 (1978)
4. Lozovik Yu E, Verzakov S A, Willander M *Phys. Lett. A* **260** 400 (1999); Kaputkina N E, Lozovik Yu E *Phys. Status Solidi B* **221** 341 (2000)
5. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **80** 1488 (1981); **82** 1188 (1982); **78** 1167 (1980); Дзюбенко А Б, Лозовик Ю Е *ФТТ* **25** 1519 (1983); **26** 1540 (1984); Dzyubenko A B, Lozovik Yu E *J. Phys. A* **24** 415 (1991); Paquet D, Rice T M, Ueda K *Phys. Rev. B* **32** 5208 (1985)
6. Lozovik Yu E, Berman O L, Tsvetus V G *Phys. Rev. B* **59** 5627 (1999); Лозовик Ю Е, Рувинский А М *ЖЭТФ* **112** 1791 (1997)
7. Yoshioka D, MacDonald A H *J. Phys. Soc. Jpn.* **59** 4211 (1990); Yoshioka D, Fukuyama H *J. Phys. Soc. Jpn.* **50** 725 (1978)
8. Лозовик Ю Е, Берман О Л *Письма в ЖЭТФ* **64** 526 (1996); *ЖЭТФ* **111** 1879 (1997); Ivanov L N, Lozovik Yu E, Musin D R *J. Phys. C* **11** 2527 (1978); Лозовик Ю Е, Берман О Л, Вилландер М *ЖЭТФ* **115** 1786 (1999); Лозовик Ю Е, Берман О Л, Рувинский А М *Письма в ЖЭТФ* **69** 573 (1999)
9. Zhu X et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1633 (1995)
10. Conti S, Vignale G, MacDonald A H *Phys. Rev. B* **57** R6846 (1998)
11. Schmitt-Rink S, Chemla D S, Miller D A B *Adv. Phys.* **38** 89 (1989)
12. Chen X M, Quinn J J *Phys. Rev. Lett.* **67** 895 (1991)
13. Bauer G E W *Phys. Scripta T* **45** 154 (1992)
14. Келдыш Л В, Копаев Ю В *ФТТ* **6** 2791 (1964); Келдыш Л В, Козлов А Н *ЖЭТФ* **54** 978 (1968); Козлов А Н, Максимов Л А *ЖЭТФ* **48** 1184 (1965); Halperin B I, Rice T M *Solid State Phys.* **21** 115 (1968); Лозовик Ю Е, Юдсон В И *ФТТ* **17** 1613 (1975); Keldysh L V, in *Bose-Einstein Condensation* (Eds A Griffin, D W Snoke, S Stringari) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 246
15. Ключник А В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **76** 670 (1979); Klyuchnik A V, Lozovik Yu E *J. Low. Temp. Phys.* **38** 761 (1980); *J. Phys. C* **11** L483 (1978); Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **25** 18 (1977); Shevchenko S I *Phys. Rev. Lett.* **72** 3242 (1994); Lozovik Yu E, Yudson V I *Solid State Commun.* **22** 117 (1977); Lozovik Yu E, Poushnov A V *Phys. Lett. A* **228** 399 (1997)
16. Halperin B I, Lee P A, Read N *Phys. Rev. B* **47** 7312 (1993)
17. Balagurov D B, Lozovik Yu E *Phys. Rev. B* **61** 1481 (2000)
18. Lozovik Yu E, Poushnov A V *Phys. Rev. B* **58** 6608 (1998); Лозовик Ю Е, Пушнов А В *ЖЭТФ* **115** 1353 (1999); Lozovik Yu E (to be publ.)
19. Butov LV, Filin A I *Phys. Rev. B* **58** 1980 (1998)
20. Larionov A V et al. *ЖЭТФ* **117** 1255 (2000); *Письма в ЖЭТФ* **71** 174 (2000); **73** 342 (2001)
21. Fukuzawa T, Mendez E E, Hong J M *Phys. Rev. Lett.* **64** 3066 (1990)
22. Cheng J-P et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 450 (1995)
23. Lozovik Yu E, Ovchinnikov I V *Solid State Commun.* **118** 2519 (2001)
24. Butov L V et al. *Phys. Rev. B* **62** 1548 (2000)
25. Lozovik Yu E, Merkulova S P, Ovchinnikov I V *Phys. Lett. A* **282** 407 (2001)

PACS numbers: 29.25.Bx, 29.27.Hj, 79.60.Jv

## Эффективные эмиттеры поляризованных электронов на основе полупроводниковых наноструктур

А.В. Субашиев

Пучки поляризованных по спину электронов с высокой энергией оказались чрезвычайно полезными в целом ряде экспериментов физики элементарных частиц. Исследо-

вания процессов рассеяния поляризованных электронов на поляризованных и неполяризованных мишенях позволяют восстановить так называемые поляризованные структурные функции нуклонов и изучать проблемы, связанные с относительным вкладом夸克ов и глюонов в наблюдаемое значение спина нуклонов, важные для развития квантовой хромодинамики [1].

Второе направление составляют исследования нарушения СР-инвариантности в электрослабом взаимодействии. Главным результатом в этой области является чрезвычайно точное (относительная погрешность  $\approx 0,1\%$ ) измерение угла смешивания электрослабого взаимодействия [2]. Эти измерения позволили сделать наиболее жесткую на настоящее время оценку для максимально возможной массы бозона Хиггса. Полученное значение  $147 \text{ ГэВ } c^{-2}$  оказалось в области энергий, доступных для современных ускорителей, что позволяет надеяться на обнаружение этой частицы в обозримом будущем.

Менее активно расширяется использование поляризованных электронных пучков в материаловедении, в частности, в исследовании спин-зависимого рассеяния, обратной фотоэмиссии и спин-зависящего поглощения в тонких пленках и поверхностных слоях магнитных и полумагнитных материалов [3].

Основные достижения в развитии источников сильно поляризованных электронов и их использовании связаны с последним десятилетием, начиная с экспериментальных работ по фотоэмиссии из сильно напряженных полупроводниковых слоев InGaAs и GaAs [4, 5], в которых впервые была продемонстрирована возможность получения электронной поляризации 75–85 %. С тех пор полупроводниковые фотокатоды с напряженными слоями стали стандартными источниками электронных пучков на ускорителях. Их главное достоинство — возможность быстрого и точного изменения ориентации электронного спина на противоположную, что позволяет легко выделять спин-зависимую часть сечений.

Величина электронной поляризации пучка определяет точность измерения спин-зависимых эффектов, особенно в случаях, когда имеются ограничения на величину электронного тока в пучке, связанные со свойствами мишени. Достигнутая в настоящее время поляризация  $\approx 80\%$  в области мишеней достаточна для подавляющего числа экспериментов. Дальнейшее увеличение поляризации и увеличение плотности тока в пучке позволит уменьшить время измерений и сделает такого рода эксперименты менее дорогостоящими.

Развитие работ с использованием пучков поляризованных электронов стимулирует исследования поляризованной фотоэмиссии и создание новых полупроводниковых материалов с оптимальными фотоэмиссионными свойствами. Обсуждение достигнутых в этом направлении результатов и перспектив составляет содержание данной статьи.

Полупроводниковые фотоэмиттеры поляризованных электронов используют два хорошо известных в физике полупроводников  $A_3B_5$  явления: оптическую ориентацию электронных спинов при возбуждении циркулярно поляризованным светом [6] и снижение работы выхода р-легированного полупроводника до отрицательного электронного сродства (когда уровень вакуума оказывается ниже края зоны проводимости в кристалле) при активации атомно-чистой поверхности

покрытием Cs(O) (или Cs(F)) [7]. При этом процесс фотоэмиссии происходит как последовательность процессов межзонного поглощения света, захвата электронов в область изгиба зон у поверхности, возникающую вследствие закрепления уровня Ферми на поверхностных состояниях внутри запрещенной зоны, и собственно эмиссии — туннелирования из приповерхностной ямы в вакуум через остаточный поверхностный барьер.

Такая картина подтверждается экспериментальными исследованиями и расчетами спектров возбуждения фотоэмиссии, спектров распределения эмиттированных электронов по энергии, а также зависимостями этих спектров от параметров фотоэмиттеров (уровня легирования, толщины слоев, температуры и т.п.) [3, 7].

Оптическая ориентация обусловлена спин-орбитальным расщеплением состояний валентной зоны, в результате которого верхние отщепленные состояния тяжелых и легких дырок характеризуются полным моментом  $J = 3/2$  и сильным перемешиванием орбитального и спинового движений. Различие вероятностей для оптических переходов в зону проводимости из состояний мультиплета с проекциями момента  $J_z = \pm 3/2$  и  $J_z = \pm 1/2$ , с изменением электронного момента на единицу (при поглощении циркулярно поляризованного света) приводят к неравному заселению двух спиновых состояний зоны проводимости  $|\uparrow\rangle$  и  $|\downarrow\rangle$ . Возникающая оптическая ориентация спинов характеризуется степенью поляризации  $P = (n_\uparrow - n_\downarrow)/(n_\uparrow + n_\downarrow)$ , где  $n_\uparrow, n_\downarrow$  — концентрации электронов со спинами, параллельными и антипараллельными направлению распространения света в кристалле соответственно [6].

Для заселения только одного электронного состояния используют дополнительное расщепление мультиплета  $J = 3/2$  на подзоны тяжелых ( $J_z = \pm 3/2$ ) и легких ( $J_z = \pm 1/2$ ) дырок при одноосной деформации кристалла. Достаточно сильную деформацию удается создать, выращивая на подложке GaAs слой  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  с большей постоянной решетки. Лучшие результаты достигнуты при выращивании слоев GaAs (или  $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ ) на псевдоподложке  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$  с  $x = 0.28 - 0.32$  (получаемой, например, путем выращивания на подложке GaAs последовательности слоев  $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$  с увеличением концентрации  $y$ ). Для получения необходимого тока фотоэмиссии толщина рабочего слоя фотокатода должна быть  $\geq 0.1$  мкм, что на порядок превышает критическую толщину для таких напряженных слоев, соответствующую бездислокационному росту. По этой причине напряженные пленки оказываются частично релаксированными и имеют весьма несовершенную блочную кристаллическую структуру. Это в свою очередь приводит к размытию края поглощения, дырочному рассеянию на дефектах в процессе поглощения и заселению второго электронного спинового состояния, что уменьшает начальную поляризацию.

Этот механизм уменьшения поляризации может быть выделен путем расчета зависимости квантового выхода фотоэмиссии  $Y$  и степени поляризации  $P$  фотоэмиссии и фотолюминесценции от энергии возбуждения и сравнения результатов с экспериментом (рис. 1) [8]. Проделанные расчеты позволили определить параметры напряженных пленок (для исключения неоднозначности такой процедуры одновременно проводилось сравнение экспериментально наблюдаемых и рассчитываемых спектров возбуждения поляризованной люминесценции). Оказа-

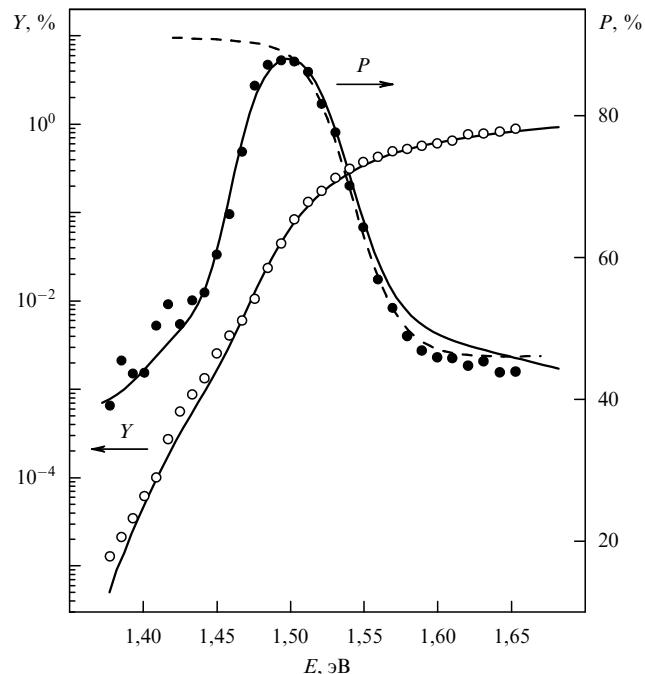


Рис. 1. Спиновая поляризация фотоэлектронов  $P$  и квантовый выход фотоэмиссии как функция энергии возбуждения  $E$  для напряженной пленки GaAs на псевдоподложке  $\text{GaAs}_{0.72}\text{P}_{0.28}$ ,  $T = 300$  К; эксперимент и результаты расчета без учета (штриховая линия) и с учетом (сплошная линия) размытия края поглощения.

лось, что начальное значение поляризации зависит в основном от соотношения деформационного расщепления валентной зоны  $\Delta_{\text{def}}$  и параметров, характеризующих размытие края межзонного поглощения за счет непрямых переходов с участием оптических фононов и хвостов плотности состояний валентной зоны. Значение электронной поляризации в момент возбуждения в максимуме поляризации  $\approx 94\%$  (для приведенного образца).

Дополнительная деполяризация происходит при экстракции электронов в приповерхностную область объемного заряда, что проявляется в экспериментах с возбуждением короткими импульсами и разрешением по времени, а также в экспериментах с пленками разной толщины. В тонких пленках толщиной  $d \ll L, 1/\alpha$  (где  $L$  — длина диффузии,  $\alpha$  — коэффициент поглощения света) время захвата носителей в область объемного заряда равно  $\tau_{\text{esc}} = d/S$ , где  $S$  — скорость поверхностной рекомбинации. При этом уменьшение поляризации носителей  $\delta P = -d/(S\tau_s)$ , где  $\tau_s$  есть время спиновой релаксации электронов в рабочем слое. Для типичных значений параметров слоев эти потери составляют  $\approx 7\%$  для  $d = 100$  нм и уменьшаются в слабо легированных образцах при понижении температуры.

Экспериментальные исследования зависимостей поляризованных функций распределения от энергии вышедших электронов свидетельствуют о слабой деполяризации электронов в области приповерхностного изгиба зон для области энергий ниже уровня дна зоны проводимости. Ввиду пространственного разделения носителей в этой области основным механизмом спиновой релаксации является прецессия электронных спинов в эффективном кристаллическом поле, величина и направление которого определяются величиной и направлением

импульса электрона (механизм Дьяконова–Переля [6]). В потенциальной яме области изгиба зон имеется сильный флуктуационный кулоновский потенциал ионизованных акцепторов и доноров, и состояния ниже порога протекания локализованы в плоскости поверхности. Электроны быстро релаксируют по энергии, испуская оптические фононы до порога протекания, после чего механизм релаксации Дьяконова–Переля оказывается подавленным вследствие усреднения эффективного поля по направлениям движения.

По этой причине сильное легирование области изгиба зон не приводит к дополнительной деполяризации эмиттированных электронов. Этот вывод особенно важен для эмиттеров, предназначенных для получения токов эмиссии большой плотности ( $\approx 1 \text{ A cm}^{-2}$ ), когда вследствие интенсивного оптического возбуждения может происходить накапливание электронов на поверхностных состояниях и частичное распрямление поверхностного изгиба зон, приводящее к уменьшению квантового выхода. Сильное легирование приповерхностной области подавляет эти эффекты [9].

Анализ механизмов потерь спиновой поляризации на разных ступенях фотоэмиссии показывает, что эти потери в напряженных пленках близки по величине, а область доступных вариаций параметров слоев оказывается крайне узкой.

Альтернативными материалами для фотокатодов являются полупроводниковые напряженные короткопериодические сверхрешетки. В таких структурах возможно получение значительно большего расщепления состояний валентной зоны за счет разности масс легких и тяжелых дырок и их размерного квантования в слоях, соответствующих квантовым ямам, и получение более высокой начальной поляризации. Кроме того, можно использовать сверхрешетки с уменьшенной средней деформацией рабочей области (при сильной деформации ям) и тем самым с более совершенной кристаллической структурой. Наконец, в технологию выращивания сверхрешеток легко включается профильное легирование, позволяющее сохранить высокий уровень акцепторов только в узком слое вблизи поверхности и увеличить время спиновой релаксации в рабочей области.

Существенное преимущество сверхрешеток — большее число варьируемых параметров, дающее возможность оптимизации структуры так, чтобы минимизировать потери поляризации на каждом этапе фотоэмиссии без ухудшения эмиссионных свойств, например путем уменьшения среднего спин-орбитального расщепления при сохранении высокого спин-орбитального расщепления в материалах ям.

В настоящее время исследованы сверхрешетки  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  и  $\text{GaAs}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}$  с напряженными ямами [3, 10] и сверхрешетки  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$  с напряженными барьерами [11]. В последней структуре использование четверного состава в барьере позволяет за счет выбора состава слоев уменьшить до минимального значения разрыв зоны проводимости на гетерограницах. Это обеспечивает высокую подвижность электронов в направлении оси сверхрешетки и уменьшает потери поляризации при экстракции.

В сверхрешетке  $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}/\text{GaAs}$  благодаря использованию модуляционного легирования при сильной деформации слоев удается воспроизвести полу-

чать поляризацию  $P = 86\%$  при высоком квантовом выходе  $Y$  в области максимума поляризации. В решетках с менее сильной деформацией поляризация в максимуме фотоэмиссии оказывается меньшей.

Задача оптимизации структуры фотоэмиттера достаточно сложна, и ее решение находится на начальном этапе. В качестве первого шага необходимо знать зонную структуру материала, спектр начальной поляризации электронов и их зависимости от параметров материалов слоев и структуры в целом. Расчет зонной структуры, коэффициента поглощения и степени начальной ориентации электронов для фотоэмиттеров на сверхрешетках был выполнен в многозонной модели Кейна в приближении огибающих функций в работе [12]. Результаты расчета для сверхрешетки с напряженными барьерами и основные оптические переходы, соответствующие наиболее сильным особенностям Ван–Хова в спектре межзонного поглощения показаны на рис. 2.

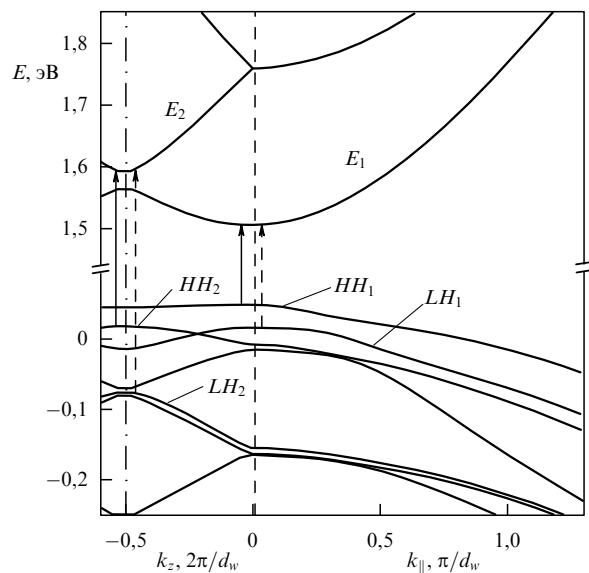
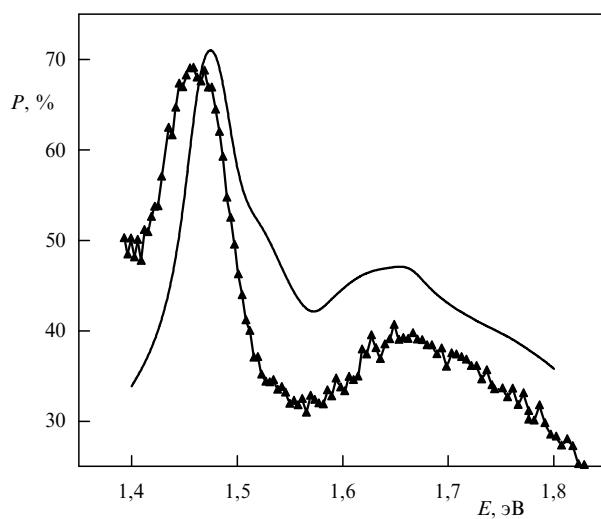


Рис. 2. Зонная структура короткопериодической напряженной сверхрешетки  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.18}\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$  с равной шириной барьеров и ям  $d_B = d_w = 4 \text{ нм}$ . Стрелками показаны переходы, дающие главные особенности в спектре начальной поляризации.

Результаты расчета спектра поляризации [12] для расстояния между дырочными подзонами 37 мэВ и параметром, характеризующим размытие края поглощения  $\gamma = 10 \text{ мэВ}$ , приведены на рис. 3 (без поправок на спиновую релаксацию при термализации). Достаточно хорошее согласие с экспериментом свидетельствует о возможности использования таких расчетов для оптимизации фотоэмиттерных структур и восстановления параметров напряженных сверхрешеток, в частности разрыва зон на гетерограницах. Преимущества при использовании поляризованных электронов во многом подобны использованию поляризованного света в оптике, например в рамановской спектроскопии: получаемый выигрыш в информации стоит усилий по развитию соответствующей техники, что вполне осознано в физике высоких энергий. Спектроскопия (в том числе и тунNELьная) и микроскопия с использованием поляризованных



**Рис. 3.** Спектральная зависимость спектра фотоэмиссии для сверхрешетки с параметрами, указанными на рис. 2; эксперимент (треугольники) и результаты расчета поляризации в момент возбуждения (сплошная линия).

электронов, без сомнения, получит развитие в скором будущем.

Основным препятствием на пути широкого применения имеющихся фотоэмиттеров поляризованных электронов в материаловедении является высокая чувствительность активирующего покрытия Cs(O) (и Cs(F)) к условиям вакуума (достаточное время жизни активированной поверхности достигается при остаточном давлении  $10^{-11}$ – $10^{-12}$  Торр) и относительно малая чувствительность и точность измерений электронной поляризации наиболее распространенными поляриметрами Мотта. Ведущиеся разработки более стабильных активирующих покрытий, защитных слоев и мембран, а

также работы по созданию новых компактных и чувствительных поляриметров на основе многослойных магнитных структур должны решить эти проблемы.

Детальное исследование кинетики поляризованных электронов в полупроводниковых наноструктурах, эффектов, связанных с гетерограницами, легированием, приповерхностными слоями и их свойствами, будет полезно не только для разработки новых фотоэмиссионных материалов, но и для развития элементов спиновой электроники.

Работа выполнена при поддержке Российской программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект 97-1090), гранта INTAS (99-00125), а также при частичной поддержке фонда РФФИ (проект 00-02-16775).

### Список литературы

1. *Proc. of 14th Int. Spin Physics Symp.: SPIN 2000, Osaka, Japan, 2000* (AIP Conf. Proc., Vol. 570, Eds K Hatanaka et al.) (Melville, New York: AIP, 2001)
2. Abe K et al. (SLD Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **86** 1162 (2001)
3. Subashiev A V et al. *Phys. Low-Dim. Struct. (1/2)* 1 (1999)
4. Maruyama T et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2376 (1991)
5. Nakanishi T et al. *Phys. Lett. A* **158** 345 (1991)
6. *Оптическая ориентация* (Ред. Ф. Майер, Б П Захарченя) (Л.: Наука, 1974)
7. Белл Р Л *Эмиттеры с отрицательным электронным средстом* (М.: Энергия, 1978)
8. Субашиев А В и др. *ФТП* **33** 1307 (1999)
9. Mulholland G et al. *Phys. Lett. A* **282** 309 (2001)
10. Nakanishi T, in *Polarized Gas Targets and Polarized Beams, 7th Int. Workshop, Urbana, 1998* (AIP Conf. Proc., Vol. 421, Eds R J Holt, M A Miller) (Woodbury, N.Y.: AIP, 1998) p. 300
11. Subashiev A V et al., in *Proc. of 24th Int. Conf. on Physics of Semiconductors (ICPS-24), Jerusalem, 1998*; see also Preprint, SLAC-PUB-7922 (Stanford, 1998)
12. Andreev A D, Subashiev A V, in *Proc. 9th Int. Symp. "Nanostuctures: Physics and Technology"*, St. Petersburg, June, 2001 (St. Petersburg, 2001) p. 269