

Рис. 2. Зависимость тока исток–сток от напряжения на затворе в полевом транзисторе с 10^3 КТ Ge под затвором.

вана возможность создания фотоприемника с перестраиваемой спектральной чувствительностью. Максимальная обнаружительная способность структуры Ge/Si с КТ как фотоприемника составила $1,7 \times 10^8$ см Гц^{1/2} Вт⁻¹ на длине волны 20 мкм и $0,7 \times 10^8$ см Гц^{1/2} Вт⁻¹ на длине волны 10 мкм при температуре 300 К [15].

Работа выполнена при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур" (проекты 98-1100, 00-17-2Ф), РФФИ (проекты 99-02-39051ГФЕН, 00-02-17885).

Список литературы

1. Jacak L, Hawrylak P, Wojs A *Quantum Dots* (Berlin: Springer, 1998)
2. Леденцов Н И и др. *ФТП* **32** 385 (1998)
3. Пчеляков О П и др. *Изв. РАН. Сер. Физ.* **63** 228 (1999)
4. Востоков Н В и др. *ФТП* **34** 8 (2000)
5. Yakimov A I et al. *Philos. Mag. B* **65** 701 (1992)
6. Yakimov A I et al. *J. Phys. Condens. Mat.* **6** 2573 (1994)
7. Двуреченский А В, Ненашев А А, Якимов А И, в сб. *Нанопотоника: Материалы Всерос. Совещания (Нижний Новгород, март 2001 г.)* (Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2001) (в печати)
8. Двуреченский А В, Якимов А И *Изв. РАН. Сер. Физ.* **64** 288 (2000)
9. Двуреченский А В, Якимов А И *Изв. РАН. Сер. Физ.* **65** 187 (2001)
10. Якимов А И и др. *ЖЭТФ* **119** 574 (2001)
11. Yakimov A I et al. *Phys. Rev. B* **62** R16283 (2000)
12. Wixforth A et al. *Phys. Rev. B* **43** 10000 (1991)
13. Sundaram M et al. *Appl. Phys. Lett.* **65** 2226 (1994)
14. Yakimov A I et al. *Phys. Rev. B* **62** 9939 (2000)
15. Yakimov A I et al. *J. Appl. Phys.* **89** 5676 (2001)

Управление бозе-конденсатом экситонов и фононный лазер

Ю.Е. Лозовик

Имеется плодотворная аналогия между системой квази-частиц — электронами и дырками в возбужденных полупроводниках, с одной стороны, и системой "истинных частиц" — электронах и протонах (или, в более общем случае, положительных ионов), поскольку законы взаимодействия в этих системах одни и те же. Эти системы резко отличаются соответствующими масштабами — эффективным радиусом Бора для экситонов, который может быть много большим, чем борковский радиус, энергией связи экситона Ry^* , значительно меньшей энергии связи атома водорода и т.п. Эта аналогия открывает заманчивую возможность не только предсказывать до сих пор пока не наблюдавшиеся фазы электронно-дырочной системы, но и, напротив, моделировать с помощью электронно-дырочной системы различные фазы системы частиц в экстремальных космологических условиях [1], недостижимые для лабораторных экспериментов, в частности в сверхсильных магнитных полях (например, для обнаружения анизотропной фазы полимерных цепочек из электрических квадрупольных атомов или экситонов, вытянутых вдоль магнитного поля, либо для магнитной диссоциации и перестройки типа связи молекул или экситонов в сверхсильных магнитных полях и т.п.).

Эта аналогия работает. В самом деле, существуют квази-частичные аналоги молекул — биэкситоны, кластеров — малые электронно-дырочные капли, жидкой фазы — электронно-дырочная жидкость. Обсуждается существование и других фаз.

Однако есть и принципиальные различия между указанными системами. Электроны и дырки, в отличие от частиц, "живут", как правило, в анизотропном (и довольно "случайном" — из-за дефектов) мире полупроводника и обладают подчас сложным, многодолинным законом дисперсии. Это может приводить к иной фазовой диаграмме, чем для системы электронов и протонов (например, стабилизируя металлическую жидкую фазу — электронно-дырочную жидкость [2]). Важную роль играет и другой затравочный параметр — отношение масс отрицательных и положительных зарядов, который управляет вкладом энергии нулевых колебаний и определяет возможность существования кристаллической фазы, до сих пор не наблюдавшейся в электронно-дырочной системе.

В связи с удивительными достижениями технологии изготовления достаточно совершенных наноструктур появилась и иная замечательная возможность — управлять эффективной размерностью и даже топологией пространства, где "живут" квази-частицы, и это дает дополнительное богатство для фазовых состояний и кинетических свойств системы электронов и дырок.

Одной из интересных систем в этой связи представляется квазидвумерная система пространственно-разделенных электронов и дырок в связанных квантовых ямах [3], либо аналогичная одномерная система в связанных квантовых нитях, либо в нульмерной системе связанных квантовых точек [4]. Квази-нульмерная ситуация реали-

зается также в электронно-дырочной системе в одиночной либо в связанных квантовых ямах в квантующих магнитных полях [5–7] (впрочем, эффективная размерность во взаимодействующей $e-h$ системе может зависеть от заполнения уровня Ландау).

Обсуждая вышеуказанные системы с разными размерностями, мы имеем в виду в действительности две существенно разные физические реализации.

Первая соответствует электронам и дыркам в возбужденном состоянии полупроводника, порожденным, например, лазерным излучением и существующим на временах, меньших времен рекомбинации. Последнее может быть резко увеличено за счет слабого перекрытия волновых функций пространственно-разделенных электронов и дырок в связанных квантовых ямах и т.п. Это обстоятельство благоприятствует возможности установления частичного термодинамического равновесия в системе и наблюдению различных фазовых состояний электронно-дырочной системы в системе связанных квантовых ям [3–13] (см. аналогичные фазы в трехмерной системе [14]).

Другой физической реализации отвечает равновесная система пространственно-разделенных электронов и дырок в связанных квантовых ямах 2-го рода (в этой системе в когерентной фазе за счет туннелирования частиц между ямами может возникать ряд эффектов, аналогичных эффектам Джозефсона; см. [15]).

На наш взгляд, очень интересна еще одна система — разбалансированная равновесная система двух одинаковых связанных электронных слоев в сильном магнитном поле [6]. "Разбаланс" двух слоев достигается приложением напряжения V между ними. Пусть при $V = 0$ оба слоя, скажем, заполняют полностью один (нулевой) уровень Ландау. Тогда имеется система избыточных электронов на первом уровне Ландау в одном слое и равное число незаполненных мест — дырок — на нулевом уровне Ландау второго слоя (либо, при сильном разбалансе, электроны и дырки находятся в разных слоях на одном и том же уровне Ландау). Еще более любопытная ситуация возникает при небольшом разбалансе вблизи дробного заполнения уровня Ландау. В этом случае возникает двухслойная система равновесных электронов и дырок с дробными зарядами.

Еще одной интересной физической реализацией системы пространственно-разделенной электронно-дырочной системы является электронная система двух связанных квантовых ям (или двойной квантовой ямы) в сильном поперечном магнитном поле в состояниях с наполовину заполненными уровнями Ландау в каждом слое. В каждом из этих слоев (при не слишком большой гибридизации между ними) для квазичастиц (композитных фермионов), состоящих из электронов с двумя присоединенными квантами потока, "восстанавливается" двумерная ферми-поверхность [16] (по форме идентичная с исходной [17] при отсутствии поля).

Спаривание электронов и дырок во всех описанных ситуациях должно приводить к когерентной фазе, обладающей свойствами сверхтекучести [3, 6, 8], специфическими оптическими свойствами (см. [18] и цитированную литературу), эффектами типа Джозефсона [15].

В ряде недавних экспериментальных работ наблюдались интересные оптические явления, по-видимому, свидетельствующие о наличии когерентной экситонной фазы [19, 20] (см. также [21, 22]). Хотелось бы, однако,

проанализировать такие оптические эффекты, которые бы не только количественно, но и качественно, т.е. более однозначно, свидетельствовали о когерентной фазе экситонов. Их обсуждение и является основной целью этого доклада.

Во-первых, в качестве таких явлений могут рассматриваться необычное индуцированное двухфотонное испускание и комбинационное рассеяние света (КРС) двумерными бозе-конденсированными экситонами, сопровождающиеся когерентной рекомбинацией или рождением двух (надконденсатных) экситонов с противоположными импульсами [18]. Можно показать, что такие индуцированное двухфотонное испускание и КРС связаны с появлением спектральных линий на частотах $|\omega_0 \pm 2\Omega| - m\omega^s$, где ω_0 — частота падающего фотона, а ω^s — частота фонона, параллельный (лежащий в плоскости квантовой ямы) импульс которого совпадает с импульсом экситона с наименьшей энергией.

Интенсивность этих линий зависит от аномальных средних. Поэтому эти процессы дают возможность непосредственного исследования недиагонального порядка и имеют место, только если в системе есть экситонный бозе-конденсат. Поэтому они могут использоваться как способ обнаружения бозе-конденсации экситонов (или "квазиконденсата" в двумерной системе при $T \neq 0$). Численные оценки показывают, что рассмотренные эффекты могут быть использованы для обнаружения бозе-конденсации пространственно непрямых экситонов в системе связанных квантовых ям AlAs/GaAs.

Другим ярким проявлением бозе-конденсации экситонов является новое оптическое явление — стимулированное отражение света назад при (наклонном) падении лазерного луча на квазидвумерный или полубесконечный экситонный конденсат [23]. Этот эффект обусловлен фотоиндуцированной когерентной рекомбинацией двух экситонов из бозе-конденсата с образованием двух фотонов с противоположно направленными импульсами. Замечательно, что для квазидвумерной когерентной системы экситонов помимо обычного прошедшего луча появляется и аномально прошедший луч с направлением зеркально-симметричным падающему лучу (рис. 1). Интересно, что указанные эффекты должны иметь место и для бозе-конденсата возбужденных бозе-атомов (например, предварительно охлажденных, а потом резонансно возбужденных).

Отметим, что в отсутствие падающего лазерного пучка двухэкситонная рекомбинация приводит к люми-

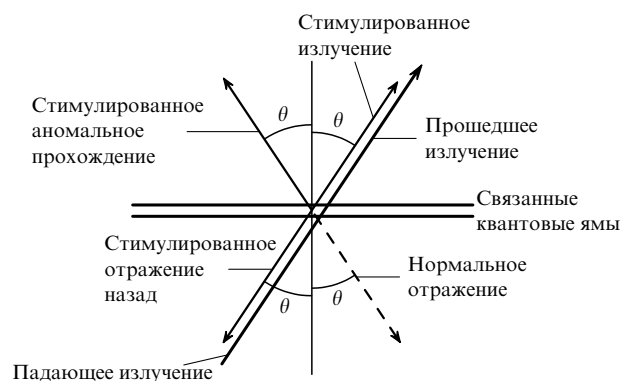


Рис. 1.

несценции с корреляцией между фотонными состояниями с противоположными импульсами. Такая корреляция может быть обнаружена в экспериментах типа Хенбери Брауна – Твисса с двумя детекторами, расположенными по разные стороны от экситонной системы.

Остановимся теперь несколько подробнее на возможности управления бозе-конденсатом экситонов с помощью внешних полей и фононной спектроскопии экситонного бозе-конденсата.

В прямых полупроводниках пространственно неяркие экситоны в связанных квантовых ямах являются прямыми в импульсном пространстве. В силу меньшего кулоновского притяжения электрона и дырки их уровень лежит выше уровня пространственно прямого экситона. Поскольку пространственно неяркие экситоны имеют электрический дипольный момент eD , нормальный плоскости ям, при приложении нормального ямам электрического поля E происходит расщепление, и нижний уровень ползет вниз как eDE .

Но двигающийся неяркий экситон — электрический диполь eD — порождает лежащий в плоскости квантовых ям магнитный момент $eDkh/(cM)$, где k — импульс экситона, M — его масса. При приложении параллельного квантовым ямам магнитного поля H появляется взаимодействие магнитного момента с магнитным полем, линейное по импульсу k . Будучи прибавлено к квадратичному закону дисперсии экситона, оно приводит к сдвигу (вбок) закона дисперсии неяркого экситона, пропорциональному величине поля H . Другая интерпретация этого сдвига — диамагнетизм двухслойной $e-h$ системы — появление противоположно текущих токов в параллельном слое магнитном поле; последнее же отвечает движению экситона (в основном состоянии) в направлении, перпендикулярном полю H [3, 15].

Сдвиг дисперсии экситона превращает его в неяркий в импульсном пространстве и выводит его из радиационной зоны, где возможна рекомбинация экситона с испусканием фотона: экситон превращается из "светлого" в "темный". Описанная инженерия закона дисперсии пространственно неярких экситонов с помощью параллельном слое магнитном поле экспериментально наблюдалась в работе [24].

Одновременное управление с помощью нормального ямам электрического поля E и параллельного магнитного поля открывает еще более заманчивые возможности. Как уже указывалось, электрическое поле смещает уровень неярких экситонов по энергии. Поэтому оно может быть использовано для настройки в резонанс рекомбинации неярких экситонов через уровень пространственно прямых экситонов посредством испускания акустического фотона, т.е. в резонанс процесса

неяркой экситон \rightarrow
 \rightarrow прямой экситон + акустический фотон.

При подстройке в резонанс интенсивность фотолюминесценции конденсата экситонов возрастает на несколько порядков и, как показывает анализ законов сохранения энергии и импульса в плоскости ям, фотолюминесценция становится узконаправленной: это — два противоположно направленных луча в плоскости ям (рис. 2). Одновременно резко возрастает и интенсивность фононного излучения, и оно также становится узконаправленным. Более того, как показывает анализ урав-

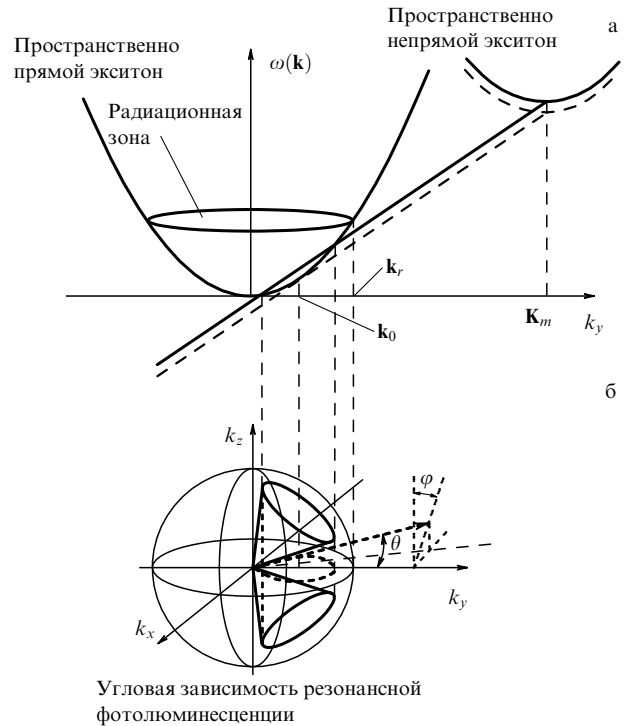


Рис. 2.

нения для матрицы плотности, описывающей процесс генерации фононов и фотонов и интегралов движения этого уравнения, оказывается, что при реалистических условиях фононное излучение "наследует" статистику излучателя — системы неярких экситонов [23]. Это открывает возможность фононной спектроскопии бозе-конденсата экситонов. Кроме того, при испускании фононов (квази)конденсатом неярких экситонов фотоны имеют статистику лазерного излучения, т.е. реализуется фононный лазер. Резонансный процесс

неяркой экситон \rightarrow
 \rightarrow прямой экситон + акустический фотон,

как легко видеть, отвечает стандартной трехуровневой схеме генерации, где роль фотонов играют фононы. Отсюда легко следуют выводы о возможности осуществления импульсного и постоянного режимов для рассматриваемого фононного лазера.

В случае наличия резонатора для фононов режим лазерной генерации фононов достигается, разумеется, и при некогерентном источнике (в данном случае — системы неярких экситонов в некогерентном состоянии) — обычным образом, за счет самоорганизации. В этой связи можно указать еще несколько возможных схем фононного лазера. Одна из них основывается на использовании узкозонного неяркого полупроводника, в котором щель (с помощью давления или магнитного поля) подстраивается в резонанс с однофононным испусканием [25].

Другая возможность — использование схемы типа каскадного лазера Капассо — сверхрешетки идентичных квантовых ям из неярких полупроводников, находящихся в электрическом поле, таком, что сдвиг соседних уровней поперечного квантования равен энергии акустического фотона.

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, Берман О Л, 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 L V, 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. Иссле-

дования процессов рассеяния поляризованных электронов на поляризованных и неполяризованных мишенях позволяют восстановить так называемые поляризованные структурные функции нуклонов и изучать проблемы, связанные с относительным вкладом кварков 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-зависимого 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