

**КИНЕТИКА ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ
ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С ФОТОВОЗБУЖДЕННЫМИ
ДЫРКАМИ В ОДИНОЧНОМ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ GaAs/AlGaAs
С МОНОСЛОЕМ АКЦЕПТОРОВ**

A.Ф.Дите, К. фон Клитцинг¹⁾, И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев,
А.И.Филин

Институт физики твердого тела АН СССР
142432 Черноголовка, Московская обл. СССР

1) *Max-Planck-Institute fur Festkorperforschung, Stuttgart, FRG.*

Поступила в редакцию 26 августа 1991 г.

В одиночном гетеропереходе GaAs/AlGaAs изучена кинетика излучательной рекомбинации двумерных (2Д-) электронов с фотовозбужденными дырками, локализованными в монослое акцепторов на заданном расстоянии от интерфейса. Определены времена рекомбинации 2Д-электронов из основной и возбужденной подзон размерного квантования для различных расстояний между 2Д-каналом и монослоем акцепторов.

1. Исследования излучательной рекомбинации двумерных (2Д-) электронов с фотовозбужденными дырками позволяют прямым способом изучать энергетический спектр двумерных электронов в перпендикулярном магнитном поле в условиях квантового эффекта Холла ¹. В последнее время этот метод применяется также для изучения дробного квантового эффекта Холла ²⁻⁵ и вигнеровской кристаллизации 2Д-электронов ^{6,7}. Последние два явления наблюдаются лишь при очень низких температурах электронной системы, поэтому ключевым вопросом в этих экспериментах является время излучательной рекомбинации 2Д-электронов, т.к. именно этим параметром, в значительной мере, определяется эффективная электронная температура. В настоящей работе методом времязадержки-коррелированного счета фотонов изучена кинетика излучательной рекомбинации 2Д-электронов в одиночном гетеропереходе GaAs-AlGaAs с монослоем (δ -слоем) акцепторов, расположенным на заданном расстоянии от гетерограницы.

2. В работе исследовались одиночные гетеропереходы $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0,3$), в которых в буферном слое GaAs на заданном расстоянии (z_0) от интерфейса был создан моносвой акцепторов (Be) с концентрацией $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ⁸. В использованных образцах $z_0 = 250, 300$ и 350 \AA . В качестве источника возбуждения использовалась пикосекундная лазерная система фирмы Spectra Physics, имеющая на выходе импульсы длительностью 1 пс, перестраиваемые по длине волн (λ) и частоте повторения (f). Все измерения проводились при $\lambda = 605 \text{ nm}$ и $f = 800 \text{ кГц}$. Средняя плотность мощности на образце составляла $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$, пиковая - 30 кВт/см^2 , что соответствует $0,3 \text{ нДж}$ за 10^{-12} с в пятне 1 мм^2 . Концентрацию 2Д-электронов в структурах можно было уменьшать, увеличивая интенсивность фотовозбуждения ⁹, отметим, однако, что в данной работе уровень оптической накачки всегда выбирался таким низким ($< 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$), чтобы характерное время увеличения концентрации 2Д-электронов после лазерного импульса на много порядков превышало время рекомбинационного излучения. Поэтому в условиях нашего эксперимента концентрация 2Д-электронов не изменялась и была близка к максимальной величине, реализующейся в темноте, при этом кон-

трация фотовозбужденных дырок была всегда на два порядка меньше электронной. Измерения проводились в оптическом криостате со сверхпроводящим соленоидом при температуре 1,6 К. После прохождения монохроматора (МДР-23) сигнал люминесценции регистрировался системой время-скоррелированного счета фотонов, которая позволяла записывать как спектры люминесценции при заданной временной задержке, так и кинетику затухания люминесценции для фиксированной спектральной позиции с временным разрешением 0,2 нс.

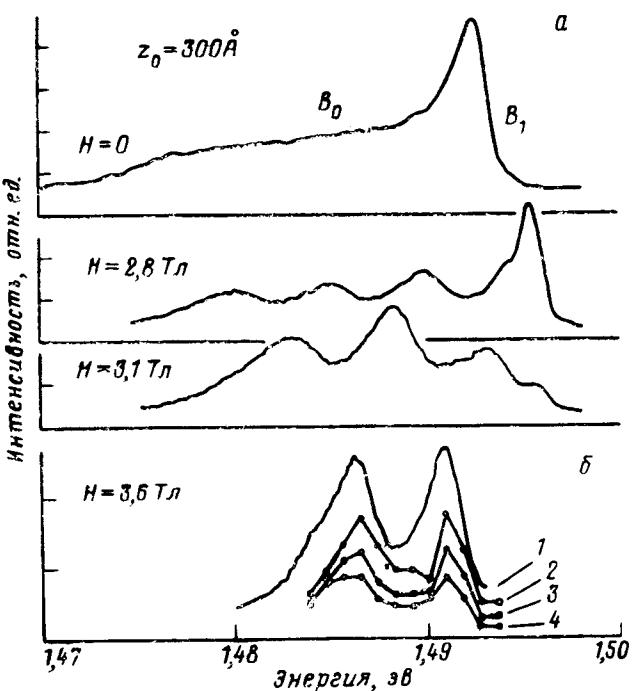


Рис. 1. а - Интегральные по времени спектры люминесценции, измеренные при $n_e = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в структуре с $z_0 = 300\text{\AA}$ при $H = 0$ Тл, 2,8 Тл. и 3,1 Тл. б - Временная эволюция спектров люминесценции (1 - интегральный по времени, 2, 3, 4 - измерены при задержках 50 нс, 100 нс и 300 нс, соответственно)

3. На рис. 1а показаны интегральные (по времени) спектры люминесценции, измеренные при фиксированной концентрации 2Д-электронов $n_e = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $H = 0$, а также в перпендикулярном магнитном поле $H = 2,8$ и $3,1$ Тл. В зависимости от концентрации электронов и магнитного поля в спектре люминесценции наблюдается рекомбинационное излучение 2Д-электронов из основной (B_0) и возбужденной (B_1) подзон размерного квантования. В перпендикулярном магнитном поле линии люминесценции расщепляются на уровни Ландау в соответствии с фактором заполнения уровней $\nu = n_e/(eH/h)$. Отметим, что наличие перпендикулярного магнитного поля при исследовании кинетики излучательной рекомбинации было необходимо для выделения сигнала, связанного с 2Д-электронами, поскольку в этой же спектральной области может наблюдаться объемная донорно-акцепторная рекомбинация из буферного слоя GaAs¹⁰. Как видно из рис. 1б, спектр люминесценции, в котором проявляются несколько заполненных уровнями Ландау основной подзоны размерного квантования, практически не изменяется при увеличении задержки вплоть до 300 нс и совпадает (по форме) с интегральным по вре-

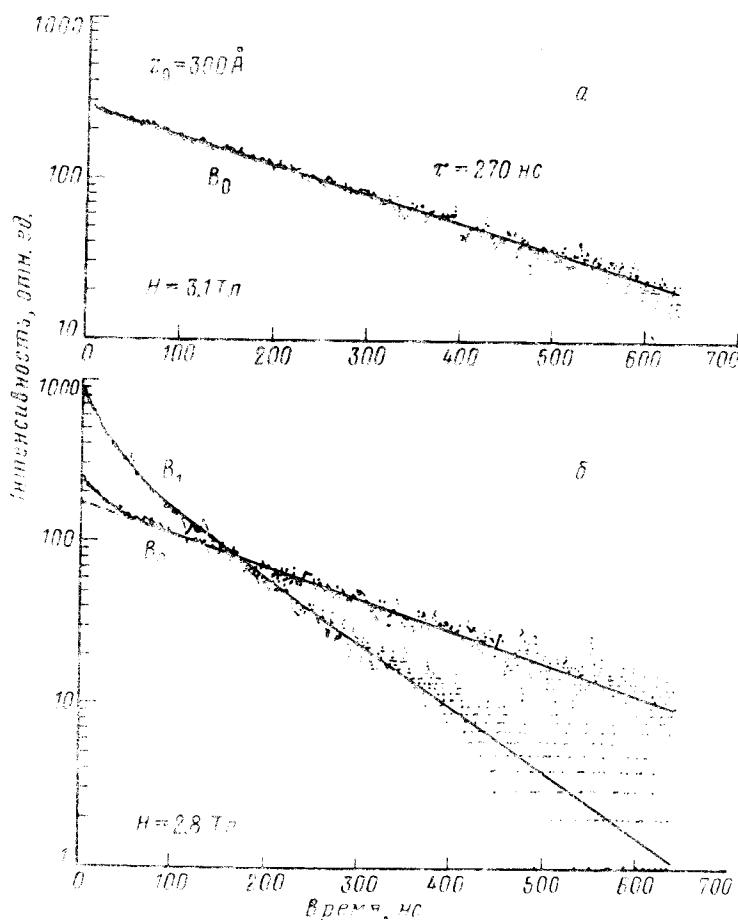


Рис. 2. Кинетика затухания люминесценции 2Д-электронов при пустой (а) и частично заполненной (б) возбужденной подзоне размерного квантования. Зависимости B_0 и B_1 отвечают рекомбинации 2Д-электронов из основной и возбужденной подзон, соответственно

мени спектром. Отсюда следует вывод о том, что в первом приближении время излучательной рекомбинации не зависит от энергии 2Д-электронов, поскольку волновые функции электронов основной подзоны одинаковы и не зависят от их кинетической энергии.

Кинетика излучательной рекомбинации в общем случае может иметь довольно сложную зависимость не описываемую одной экспонентой. Это связано с различием в волновых функциях 2Д-электронов из разных подзон размерного квантования, а также с различием в концентрациях фотовозбужденных дырок (n_{α}) и электронов из основной (n_{e0}) и возбужденной (n_{e1}) подзон. Наиболее простая ситуация реализуется в случае, когда возбужденная подзона не заполнена. Как видно из рис. 2а, в этом случае наблюдаемая кинетика затухания люминесценции описывается простой экспоненциальной зависимостью с характерным временем $\tau = 270$ нс. При небольшом заполнении возбужденной подзоны размерного квантования (при $n_{e1} \ll n_{\alpha} \ll n_{e0}$, см. рис. 2б) кинетика затухания люминесценции не описывается одной экспонентой и мы аппроксимировали ее суммой двух экспонент. Первая - более быстрая - экспонента описывает уход дырок из δ -слоя и

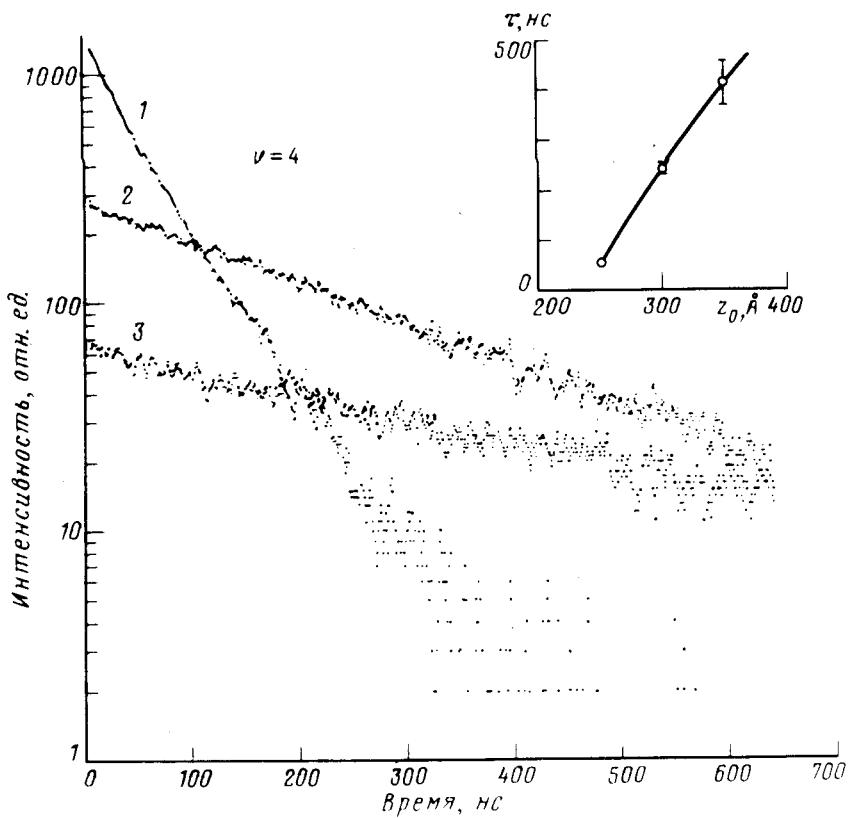


Рис. 3. Зависимости затухания люминесценции 2Д-электронов, измеренные при $\nu = 4$ в различных структурах, в которых δ -слой акцепторов был удален от интерфейса на расстояние $z_0 = 250\text{\AA}$ (1), 300\AA (2) и 350\AA (3). На вставке показана зависимость времени рекомбинации от расстояния z

электронов из первой возбужденной подзоны. Эта рекомбинация является значительно более быстрой из-за того, что волновая функция 2Д-электронов из возбужденной подзоны имеет большую протяженность по сравнению с волновой функцией основной подзоны и поэтому перекрытие волновой функции этих электронов с волновой функцией дырок, связанных на акцепторах δ -слоя, значительно больше. Вторая - медленная - экспонента описывает уход дырок в δ -слое за счет рекомбинации с электронами основной подзоны, который доминирует после опустошения возбужденной подзоны (см. пунктир на рис. 2б).

При увеличении расстояния между δ -слоем акцепторов и интерфейсом наблюдается падение интегрального сигнала люминесценции⁸, которое сопровождается увеличением времени рекомбинации. На рис. 3 представлены зависимости затухания люминесценции, измеренные для 2Д-электронов основной подзоны ($\nu = 4$) в различных структурах с $z_0 = 250, 300$ и 350 \AA . Как видно из вставки к рис. 3, при увеличении z_0 от 250 до 350 \AA время рекомбинации увеличивается от 50 до 400 нс . Из зависимости $\tau(z_0)$, которая определяется изменением перекрытия волновых функций 2Д-электронов и дырок, связанных на акцепторах δ -слоя, можно восстановить координатную зависимость волновой функции электронов.

4. Важный результат этой работы заключается в том, что в одиночном гетеропереходе GaAs-AlGaAs время излучательной рекомбинации 2Д-электронов с дырками, связанными на акцепторах δ -слоя имеет масштаб 10^{-6} с, что коренным образом отличает этот случай от рекомбинации 2Д-электронов со свободными дырками ¹¹, где $\tau = (1 - 5) \cdot 10^{-9}$ с. Именно поэтому, в одиночном гетеропереходе GaAs-AlGaAs с δ -слоем акцепторов в условиях оптического эксперимента перегрев электронной системы является незначительным ¹².

В заключение авторы выражают благодарность В.И.Фалько за плодотворные дискуссии и К.Плогу за предоставленные образцы.

-
1. Кукушкин И.В., Мешков С.В., Тимофеев В.Б. УФН, 1988, **155**, 219.
 2. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 179.
 3. Buhmann H., Joss W., von Klitzing K. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **65**, 1056.
 4. Turberfield A.J., Hayens S.R., Wright P.A. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **65**, 637.
 5. Goldberg B.B., Heiman D., Pinczuk A. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **65**, 641.
 6. Buhmann H., Joss W., von Klitzing K. et al. Phys. Rev. Lett., 1991, **66**, 926.
 7. Goldberg B.B., Heiman D., Pinczuk A. et al. Proceed. EP2DS-9, Nara, Japan, 1991, 466.
 8. Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K., Timofeev V.B. Phys. Rev., 1989, B40, 7788.
 9. Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K. et al. Phys. Rev. B, 1988, **40**, 4179.
 10. Bergman J.P., Zhao Q.X., Holtz P.O. et al. Phys. Rev. B, 1991, **43**, 4771.
 11. Dahl M., Heiman D., Pinczuk A. et al. Proceed. EP2DS-9, Nara, Japan, 1991, 607.
 12. Kukushkin I.V., Pulsford N.J., von Klitzing K. et al. Proceed. EP2DS-9, Nara, Japan, 1991, 486.