

значение коэффициента ветвления не приведено. Если воспользоваться величиной  $\eta=0.3$  по данным [9], то получаем  $\langle\sigma^+v_a\rangle=(1.0-1.5)\cdot 10^{-12}\text{ см}^3\cdot\text{с}^{-1}$ . Это означает, что лишь  $\sim 0.1\%$  неупругих столкновений ионов гелия с атомами ртути приводят к возбуждению уровня  $7^2P_{3/2}$ . Однако приведенное в [9] значение  $\eta$  представляется нам недостаточно надежным. Даже оценка  $\eta$  при предположении, что силы осцилляторов линии 615.0 нм и резонансной линии иона ртути одинаковы, дает  $\eta=0.02$ . В то же время правила отбора разрешают переходы из состояния  $7^2P_{3/2}$  на уровни бейтлеровской системы. Аналогичные переходы в ионе кадмия зарегистрированы в работе [10]. Следовательно, даже это значение коэффициента ветвления может быть завышено.

Другой причиной расхождения между суммарной и парциальной константами может являться наличие дополнительных каналов перезарядки, приводящих, например, к заселению смещенных уровней иона ртути. Большая часть переходов между этими уровнями лежит в короткой УФ области спектра и не могла быть зарегистрирована в наших экспериментах. В пользу предположения о многоканальности реакции перезарядки в системе  $\text{He}^+-\text{Hg}$  говорит, в частности, факт близости константы скорости поляризационного захвата  $\langle\sigma^+v_a\rangle_{\text{захв}}=1.3\cdot 10^{-9}\text{ см}^3\cdot\text{с}^{-1}$  к экспериментальному значению полной константы скорости перезарядки.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] D. J. Dyson. Nature, 207, 361, 1965.
- [2] В. С. Алейников, В. В. Ушаков. Опт. и спектр., 83, 214, 1972.
- [3] R. Johnson, M. T. Leu, M. A. Biondi. Phys. Rev. A, 8, 1808, 1973.
- [4] И. П. Богданова, В. Д. Марусин, В. Е. Яхонтова. Опт. и спектр., 37, 643, 1974.
- [5] Н. Кано, Т. Шай, Г. Дж. Коллинс. Appl. Phys. Lett., 27, 610, 1975.
- [6] В. А. Картазаев, Ю. А. Пиотровский, Ю. А. Толмачев. Вестник ЛГУ, № 22, 42, 1977.
- [7] W. R. Schuebel. IEEE, J. Quant. Electr., 7, 39, 1971.
- [8] Ю. А. Пиотровский, Ю. А. Толмачев. Ж. прикл. спектр., 32, 974, 1980.
- [9] L. M. Littlewood, J. A. Piper, C. E. Webb. Opt. Comm., 16, 45, 1976.
- [10] В. А. Картазаев, Ю. А. Толмачев. Деп. ВИНТИ, № 988—78, 1978.

Поступило в Редакцию 9 апреля 1981 г.

УДК 535.215.1 : 546.289

### КИНЕТИКА СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ПРИМЕСНОЙ И ЭКСИТОННОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ Ge

Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, В. В. Мултановский  
и Н. Г. Птицина

1. Механизмом рекомбинации носителей заряда на примесях и связывания их в экситоны является процесс каскадного захвата с участием возбужденных состояний. Для Ge экспериментальные данные по мелким примесям довольно многочисленны, однако полученные значения характерных времен и сечений захвата  $\sigma_3$  существенно различаются. Измерить сечение связывания в экситоны  $\sigma_{\text{св}}$  в широком диапазоне температур и концентраций свободных носителей вообще до сих пор практически не удавалось из-за трудностей отделения конкурирующих механизмов межзонной рекомбинации, влияния диссоциации экситонов при высоких температурах  $T > 4\text{ К}$  и их конденсации при низких.

Теория каскадного захвата на притягивающие центры в полупроводниках в последнее время получила значительное развитие. В [1] рассчитаны температурные и концентрационные зависимости сечения захвата на мелкие примесные центры в Ge и Si.

В [2] к процессу связывания свободных носителей в экситоны применена та же методика расчета. В частности, каскадная рекомбинация электронно-



дырочной пары рассматривается как диффузия в пространстве полной энергии, причем особое внимание уделяется процессам рассеяния энергии при движении центра масс электрон-дырочной пары и обмена энергией между внутренним и поступательным движением экситона. Этот дополнительный по сравнению с рекомбинацией на примесных центрах канал потери энергии приводит к значению  $\sigma_{св} > \sigma_s$  и к другой зависимости его от температуры.

Представляет интерес экспериментально сравнить сечения захвата носителей на мелкие примеси и при связывании в экситоны и определить влияние на  $\sigma_{св}$  процесса обмена энергией между движением частиц в экситоне и движением его центра масс. Так как характерные частоты как примесной, так и экситонной фотопроводимости соответствуют субмиллиметровому диапазону волн,

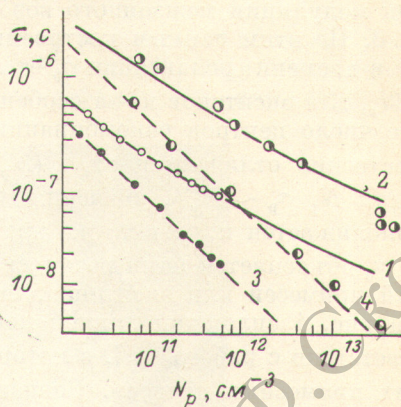


Рис. 1. Зависимость времени жизни  $\tau_c$  (3, 4) и времени релаксации фотопроводимости  $\tau_p$  (1, 2) от  $N_p$  для экситонной (1, 3) и примесной (2, 4) фотопроводимости ( $T=4.2$  К).

то исследование кинетики фотопроводимости в этом диапазоне позволяет одним и тем же методом сопоставить процесс каскадной рекомбинации для примесей и экситонов.

2. Кинетика экситонной и примесной фотопроводимости изучалась нами на субмиллиметровом спектрометре с лампами обратной волны (ЛОВ) в диапазоне волн  $\lambda=0.3+1.5$  мм при температуре  $T=1.5 \div 12$  К.

Для изучения рекомбинации на примесях использовались образцы Ge с концентрацией доноров (Р или Sb) и акцепторов (В или Al) от  $8 \cdot 10^{10}$  до  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>, а при исследовании связывания в экситоны до  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Стационарная концентрация экситонов создавалась межзонной оптической генерацией. Основными измеряемыми величинами были концентрация фотоносителей  $\Delta n$ , возбуждаемых субмиллиметровым излучением, и время релаксации субмиллиметровой фотопроводимости  $\tau_p$ . Однако, при изучении  $\sigma_{св}(T)$  зависимость  $\Delta n(T)$  даже при постоянном уровне межзонного возбуждения определяется не только изменением сечения связывания с температурой, но и изменением концентрации нейтральных центров —

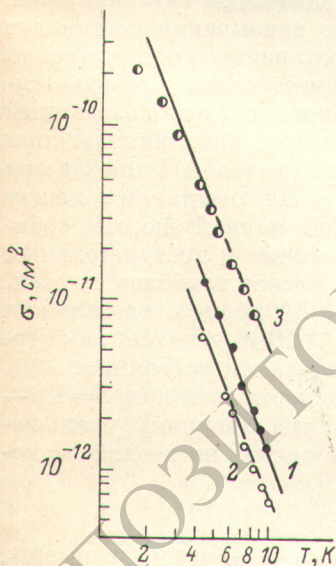


Рис. 2. Зависимости сечения захвата носителей на мелкие доноры (1) и акцепторы (2) и сечения связывания свободных носителей в экситоны (3) от температуры.

экситонов ( $N_s$ ), ионизация которых приводит к субмиллиметровой фотопроводимости, и концентрации центров захвата  $N_p$ , роль которых играют носители противоположного знака. Поэтому измерения из-за необходимости определения большого числа параметров в одном эксперименте носили комплексный характер.  $\tau_p$  регистрировалось по зависимости интенсивности линий фототермической ионизации примесей или экситонов от частоты амплитудной модуляции субмиллиметрового излучения, которая осуществлялась изменением анодного напряжения ЛОВ с частотой  $0 \div 30$  МГц [3]. Значения  $\Delta n$  определялись из измерений фототклика, соответствующего фотоионизации мелких примесей или экситонов, и концентрации свободных носителей  $n$ . Концентрации основ-



ной  $N$  и компенсирующей  $N_k$  примесей и свободных носителей в темновых условиях рассчитывались из измерений постоянной Холла. При межзонном под свете  $n$  определялось по площади линии циклотронного резонанса на частоте 36 ГГц. Концентрация экситонов  $N_p$  измерялась по величине поглощения субмиллиметрового излучения соответствующего фотоионизации экситонов. Их время жизни получалось из частотных зависимостей коэффициента поглощения при модуляции межзонного возбуждения.

3. По этим данным построены зависимости стационарного времени жизни  $\tau_c$  и времени релаксации  $\tau_p$  от  $N_p$  при  $T=4.2$  К (рис. 1). Для примесей  $N_p = N_k$ , для экситонов из-за особенностей квадратичной рекомбинации эффективное число центров рекомбинации  $N_p = 2n$ . Видно, что зависимости  $\tau_c(N_p)$  существенно отличаются от  $\tau_p(N_p)$ , последние гораздо слабее. В широкой области  $N_p$   $\tau_p \sim N_p^{-1/2}$ , значения  $\tau_p$  больше  $\tau_c$  и лишь при  $N_p \leq 10^{10}$  см<sup>-3</sup>  $\tau_p$  приближается к  $\tau_c$ ; в то же время  $\tau_c \sim N_p^{-1}$  (штрихи на рис. 1). Отличие  $\tau_p$  от  $\tau_c$  объясняется нами реэмиссией носителей с высоких возбужденных состояний примесей или экситонов, выступающих в качестве уровней прилипания. На рис. 1 сплошной линией показана зависимость  $\tau_p(N_p)$ , полученная в соответствии с работой [3], в которой проведен упрощенный расчет  $\tau_p$  для мелких примесных центров. Совпадение сплошной кривой рис. 1 с экспериментальными данными свидетельствует, что прилипание носителей в высоких возбужденных состояниях мелких примесей и экситонов совершенно одинаково влияет на релаксацию избыточной концентрации носителей.

4. Измеренные температурные зависимости  $\Delta n$ ,  $n$ ,  $N_p$  позволяют получить значения сечений связывания в экситоны и сечения захвата на мелкие доноры и акцепторы в Ge (рис. 2). Здесь же приведены теоретические кривые для экситонов по [2] и для примесей по [1]. Видно, что сечение связывания в экситоны совпадает с теорией [2] и превышает сечение захвата носителей как донорами, так и акцепторами, например, при  $T=4.2$  К сечение связывания составляет  $4.5 \cdot 10^{-11}$  см<sup>2</sup>, а сечения захвата на доноры и на акцепторы равны соответственно  $\sigma_{зд} = 1.4 \cdot 10^{-11}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_{за} = 6 \cdot 10^{-10}$  см<sup>2</sup>. Отметим, что  $\sigma_{св}$  имеет более слабую температурную зависимость в диапазоне измерений. Важно, что использованный температурный интервал представляет наибольший интерес при сопоставлении сечения связывания в экситоны и захвата на примесь. Согласно [2] для Ge при  $T=1 \div 10$  К основную роль в связывании играют такие расстояния между электроном и дыркой, при которых скорость релаксации полной энергии сравнивается со скоростью обмена энергией между внутренним и поступательным движениями экситона. В этом интервале температур расчет наиболее сложен. При более низких температурах (для Ge при  $T < 1$  К) процесс связывания ничем не отличается от захвата на примесь, а при  $T > 10$  К релаксация энергии определяется остыванием горячих экситонов в основном состоянии.

В заключение следует отметить, что в условиях эксперимента при  $T=1.6 \div 2.2$  К, когда конденсация экситонов приводит к существенному уменьшению их концентрации, механизм рекомбинации свободных носителей не меняется.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Яснеевич. ФТП, 12, 3, 1978.  
 [2] В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Яснеевич. ЖЭТФ, 78, 1240, 1980.  
 [3] Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, В. В. Мултановский, Н. Г. Птицина. ЖЭТФ, 77, 1450, 1976.

Поступило в Редакцию 30 сентября 1981 г.