

В.А. Вилькоцкий, кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры экспериментальной и теоретической физики БНТУ;
М.А. Вилькоцкий, доктор технических наук,
профессор кафедры информатики и основ электроники БГПУ

НОВАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ ТРАКТОВКА ПРОЦЕССОВ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

При физической трактовке спектров люминесценции в полупроводниковых соединениях с квантовыми ямами большое внимание уделяется теоретическому объяснению явления уширения спектра излучательной рекомбинации. Предлагаемые для описания этого явления теоретические модели, как правило, основаны на предположении существования хвоста плотности локализованных состояний в запрещенной зоне квантовой ямы и содержат подгоночный параметр, характеризующийся энергией Урбаха. Предложено объяснение уширения спектра излучательной рекомбинации с помощью фундаментального соотношения квантовой механики.

Введение. Как известно, в полупроводниках при возбуждении неравновесных носителей тока возникает излучение в результате рекомбинации электронов и дырок. Полоса излучения с энергией квантов, близкой к ширине запрещенной зоны, называется краевой. Форма краевой полосы определяется спектром электронных состояний в зоне проводимости и валентной зоне. Для объемного полупроводника плотность состояний ρ в зонах равна:

$$\rho(\varepsilon) \div \sqrt{\varepsilon}, \quad (1)$$

где ε – энергия, отсчитанная от дна с-зоны или от потолка валентной зоны.

Для структур, содержащих двумерные квантовые ямы, $\rho = \text{const}$.

Распределение электронов по энергии, например, в с-зоне определяется функцией Ферми-Дирака

$$n(\varepsilon, \mu) = \sqrt{\varepsilon} \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где μ – энергия Ферми, отсчитанная от дна с-зоны; kT – энергия теплового движения.

Таким образом, при переходе электрона из зоны проводимости в вырожденном материа-

ле на акцепторный уровень с фиксированной энергией ионизации без правил отбора спектр краевой полосы должен повторять энергетический спектр электронов в с-зоне (2).

$$I(\omega) = \sqrt{\omega - E_g + E_a} \left[1 + \exp\left(\frac{\omega - E_g + E_a - \mu}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где $I(\omega)$ – количество квантов, испускаемых в единицу времени; ω – энергия кванта испускаемого света; E_g – ширина запрещенной зоны; E_a – энергия активации акцептора, отсчитанная от потолка валентной зоны.

Обсуждение результатов исследований. Нами были проанализированы экспериментальные данные для электролюминесценции и лазерной люминесценции краевой полосы различных соединений [1–5], сопоставлены с детальными расчетами формы краевой полосы по модели излучательной рекомбинации в прямозонных полупроводниках. Расчеты показали, что при постоянном токе в активной области отсутствует вырождение неравновесного электронного газа. При импульсном возбуждении возможно вырождение.

Как следует из приведенных в литературе экспериментальных данных, высокоэнергетический фронт краевой полосы при обоих видах возбуждения значительно уширен и не соответствует функции распределения Ферми-Дирака при температуре эксперимента даже при минимальных уровнях возбуждения. При этом сдвиг максимума фронта люминесценции достигает 120 мэВ и соответствует теоретическому представлению в соответствии с эффектом Бурштейна-Мосса.

В подобных экспериментах наблюдался хвост излучения с низкоэнергетической стороны спектра при энергиях квантов, меньших ширины запрещенной зоны. При этом форма

хвоста спектра, также как и в случае высокоэнергетического фронта, практически не зависит от уровня возбуждения.

В настоящее время распространено мнение, что эта часть спектра излучения в основном повторяет энергетический спектр электронов s -зоны. При этом принято считать, что низкоэнергетическое излучение обусловлено существованием «хвоста» плотности состояний вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, определяемого флуктуациями в распределении примесей.

Однако это излучение наблюдается и в таких совершенных структурах, как квантовые ямы, что трудно объяснить флуктуациями.

Обычно увеличенную протяженность высокоэнергетического фронта принято связывать с перегревом образца либо отсутствием квазиравновесных носителей.

Все эти наблюдаемые эффекты также трудно объяснить с точки зрения упомянутых представлений. Действительно, уширение высокоэнергетического фронта невозможно объяснить нагревом активной области джоулевым теплом, поскольку этот эффект наблюдается и при минимальных уровнях возбуждения. Очевидно также, что в таком случае изменение уровня возбуждения должно влиять и на форму низкоэнергетического спектра, а это не наблюдается в экспериментах.

Авторы исследований [4–5] объясняют полученные эффекты либо пироэлектрическими эффектами в квантовой яме, либо наличием хвоста плотности локализованных состояний в запрещенной зоне квантовой ямы, а также с заполнением зон в яме неравновесными носителями. В упомянутых работах приведение к согласованию экспериментальных и теоретических данных производится путем введения подгоночных параметров, как правило, так называемого параметра Урбаха (параметр U). Однако обоснованность и необходимость введения такого параметра в рассмотренных случаях могут быть подвергнуты сомнению.

Теоретическая модель наблюдаемого явления. Анализируя форму хвостов краевой полосы, нами было замечено, что форма фронтов спектра практически не зависит от уровня возбуждения и что они с высокой точностью аппроксимируются экспонентами. Также известно, что если для рассеяния носителей заряда ввести время релаксации, то спектры люминесценции должны содержать экспоненциальные участки (как многие физические процессы, например радиоактивный распад, рост бактерий). При рассеянии носителей на оптических фонах такой зависимости может

не быть, поскольку для оптических фононов невозможно ввести время релаксации.

Известно, что ширина спектральных линий свободных атомов, кроме эффекта Доплера, определяется временем жизни возбужденного электронного состояния. У некоторых атомов в свободном состоянии (например, у разреженного газа) это время может быть достаточно велико и определяется вероятностью взаимодействия, величина, обратная которому называется временем жизни. Ширина спектра излучения таких атомов чрезвычайно низка и используется для создания так называемых атомных часов. Соответственно, если время жизни состояния мало, будет иметь место обратное явление, то есть расширение спектра. Если предположить, что возбужденные неравновесные носители в зоне проводимости быстро релаксируют в равновесное состояние, по причине гораздо большей вероятности такого события, то, учитывая экспоненциальную форму краевой полосы, можно считать, что явление уширения полосы люминесценции обусловлено только общими законами квантовой механики, а именно соотношением неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta t \Delta E \geq h, \quad (4)$$

где Δt – неопределенность времени или время жизни электрона в квантовом состоянии; ΔE – неопределенность энергии квантов света; h – постоянная Планка.

Как известно, в конечном итоге время жизни связано с подвижностью носителей заряда

$$\Delta t = \frac{m}{e} \mu, \quad (5)$$

где μ – подвижность носителей тока; m – масса; e – заряд электрона.

В полупроводнике за счет взаимодействия электронов с фонами, примесями и неоднородностями их распределения время жизни возбужденных электронных состояний может быть чрезвычайно мало. Расчеты по вышеприведенным формулам показывают, что при подвижности $10^{-3} - 10^{-4} \frac{m^2}{vс}$ неопределенность энергии квантов света составляет порядка 20–200 mev.

Эти значения могут объяснить величину и форму как низкоэнергетического, так и высокоэнергетического фронта краевой полосы люминесценции в условиях квантовой ямы.

Заключение. Таким образом, неопределенность в энергии носителей тока в зоне проводимости существенным образом влияет на форму краевой полосы спектра люминесценции, а форма спектра при энергиях, меньших

ширины запрещенной зоны, содержит информацию о механизмах рассеяния носителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вилькоцкий, В.А. Влияние уровня легирования на форму краевой полосы люминесценции арсенида галлия / В.А. Вилькоцкий, Д.С. Доманевский, Р.Д. Каканак и др. // Физика и техника полупроводников, 1979. – Т. 13. – Вып. 5. – С. 945.
2. Вилькоцкий, В.А. Эффект Бурштейна-Мосса и форма краевой полосы люминесценции арсенида галлия / В.А. Вилькоцкий, Д.С. Доманевский, Р.Д. Каканак и др. // Phys. Stat.Sol. – 1979. – (b), 91, 71.
3. Вилькоцкий, В.А. Энергетический спектр электронных состояний в сильнолегированных кристаллах арсенида галлия / В.А. Вилькоцкий, Д.С. Доманевский, С.В. Жоховец и др. // Физика и техника полупроводников. – 1984. – Т. 18. – Вып. 12. – С. 2193.

4. Shapiro, N.A. MRS Internet J.Nitride Semicond / N.A. Shapiro, P. Perlin, C. Kisielowski etc. 5, 1, 2000.
5. Якобсон, М.А. Хвост локализованных состояний в запрещенной зоне квантовой ямы в системе $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ и его влияние на спектр фотолюминесценции при лазерном возбуждении / М.А. Якобсон, Д.К. Нельсон, О.В. Константинов и др. // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 39. – Вып. 12. – С. 1459.

SUMMARY

It is shown in that article that the luminescence spectrum form of semiconductor union with quantum wells may be explained from the point of view of the main correlation of quantum mechanics without the use of suggestions about the presence of the tail of localized states.

МЕТОДИКА ВИКЛАДАННЯ

УДК 537.8(07)

У.М. Туняк, кандыдат фізіка-матэматычных навук, дацэнт кафедры эксперыментальнай і тэарэтычнай фізікі БДПУ

КУРС ЭЛЕКТРАДИНАМІКІ: ДА ЎВЯДЗЕННЯ СІСТЭМЫ РАЎНАННЯЎ МАКСВЭЛА НА ПРЫКЛАДЗЕ ПОЛЯ ПУНКТАВАГА ЗАРАДУ ПРЫ ЯГО НЕРЭЛЯТЫВІСЦКІМ РАЎНАМЕРНЫМ І ПРАМАЛІНЕЙНЫМ РУХУ Ў ВАКУУМЕ

Уводзіны. Вядома (напрыклад, [1–5]), што разглядаюцца розныя спосабы ўвядзення сістэмы раўнанняў Максвэла (СРМ) у курс электрадынамікі. Так, у [1] сцвярджаецца, што СРМ можна атрымаць на прыкладзе поля пунктавага зараду пры яго нерэлятывісцкім $v \ll c$, раўнамерным і прамалінейным руху ў вакууме. У артыкуле паказваецца некарэктнасць падыходу [1], бо (на суперак сцвярджэнням [1]) такім чынам нельга прыйсці да закону электрамагнітнай індукцыі.

Асноўныя вынікі. У [1] для поля пунктавага зараду пры яго нерэлятывісцкім раўнамерным і прамалінейным руху ў вакууме ў якасці доследных фактаў прымаюцца выразы электранепружанасці і магнітнаіндукцыі

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{Q\vec{R}(t)}{4\pi\epsilon_0 R^3(t)}, \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{v}}{c^2} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1)$$

у пункце назірання $P(\vec{r})$ у момант часу t , $\vec{R}(t)$,

а вектар, які злучае зарад Q і пункт назірання ў гэты момант, $R(t) = |\vec{R}(t)|$. Формулы (1) апісваюць поле зараду пры раўнамерным прамалінейным руху з дакладнасцю да членаў парадку vc^{-1} уключна. Адзначым, што апісанне поля (1) робіцца больш наглядным, калі разглядаецца рух зараду ўздоўж восі OZ , $\vec{v} = v\vec{e}_z$. Для спрашчэння разважанняў абмяжуемся выпадкам, калі ў пачатковы момант $t = 0$ зарад знаходзіцца ў пачатку каардынат O . Зручна карыстацца цыліндрычнымі каардынатамі ρ, ϕ, z з адзінкавымі вектарамі $\vec{e}_\rho, \vec{e}_\phi, \vec{e}_z$ (напрыклад, [5]). Тады вектары (1) набываюць выгляд:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{Q [\rho \vec{e}_\rho + (z - vt) \vec{e}_z]}{4\pi\epsilon_0 [\rho^2 + (z - vt)^2]^{3/2}}, \quad (2)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{Q v \rho}{4\pi\epsilon_0 c^2 [\rho^2 + (z - vt)^2]^{3/2}} \vec{e}_\phi. \quad (3)$$