

## МНОГОФОТОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ НАЛИЧИИ ПРИМЕСНЫХ УРОВНЕЙ

И. В. Лебедев

Цель настоящего сообщения — выяснить возможную роль примесей в объеме полупроводника или диэлектрика при многофотонной ионизации. Будем считать, что именно они ответственны за образование хвоста зоны проводимости, приводящего к возможности ионизации с поглощением меньшего числа квантов, чем в чистом полупроводнике. Падающее излучение трактуется классически и используется взаимодействие в форме

$$H_I = \frac{e}{mc} (\hat{p} \cdot A). \quad (1)$$

В работе [1] было показано, что при отсутствии промежуточных уровней вероятность  $n$ -фотонного перехода непосредственно из состояния  $|a\rangle$  в состояние  $|c\rangle$  определяется величиной

$$M_{ac} = \frac{1}{i\hbar} \int_{t_0}^t dt \langle c | H_I \exp \frac{ie}{\hbar c} \mathbf{x} \cdot \mathbf{A} \sin \omega t | a \rangle = \\ = \frac{2\pi}{i\hbar} (E_c - E_a) \sum_n \delta(E_a + n\hbar\omega - E_c) \langle c | J_n \left( -\frac{e\mathbf{x} \cdot \mathbf{A}}{\hbar c} \right) | a \rangle. \quad (2)$$

Была использована формула разложения экспоненты от синуса по функциям Бесселя  $J_n$

$$e^{if \sin \omega t} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in\omega t} J_n(-f). \quad (3)$$

Роль дефектов существенна, если изменение числа  $n$  ( $n \rightarrow n-1$  или  $n \rightarrow n-2 \dots$ ) значительно увеличивает вероятность перехода, т. е. когда  $|J_n| \ll |J_{n-1}|$ , и т. д. Этот случай соответствует ситуации, когда аргумент функций Бесселя значительно меньше единицы:  $\xi = |e\mathbf{x} \cdot \mathbf{A} / \hbar c| = |e\mathbf{x} \cdot \mathbf{F} / \hbar\omega| \ll 1$  ( $F$  — напряженность светового поля). В экспериментально наблюдаемых ситуациях  $F \sim 10^6 \div 10^7$  в/см. Полагая  $F = 3 \cdot 10^6$  в/см (плотности фотонов  $\sim 10^{18}$  см $^{-3}$  в оптической области) и для  $x \sim 10^{-8}$  см,  $\xi = 0.02 \ll 1$ . Полагая  $E_b - E_a \approx n\hbar\omega$  и оставляя в разложении функции Бесселя низшую степень  $\xi$ , получим для вероятности  $n$ -фотонного перехода

$$P_{ac} = \frac{2\pi}{\hbar} \langle c | W^n | a \rangle^2 \rho(E_a + n\hbar\omega); \quad W^n = \left( \frac{e\mathbf{x} \cdot \mathbf{F}}{2\hbar\omega} \right)^n \frac{\hbar\omega}{(n-1)!}, \quad (4)$$

$\rho$  — плотность числа конечных состояний. Эта формула совпадает с найденной в работе [2].

Выражение (4) описывает переход при отсутствии промежуточных состояний, т. е. в рамках принятой модели изображает чистый полупроводник. Предположим теперь, что имеется промежуточное состояние  $|b\rangle$ , для перехода через которое ( $a \rightarrow b$  и  $b \rightarrow c$ ) выполняется закон сохранения энергии (не виртуальное состояние). Пусть переход  $a \rightarrow b$  совершается с поглощением  $m$  квантов и  $b \rightarrow c$  — с поглощением  $s$  квантов. При этом времена переходов складываются

$$\tau_{abc} = \tau_{ab} + \tau_{bc} \quad \text{или} \quad P_{abc} = \frac{P_{ab}P_{bc}}{P_{ab} + P_{bc}}. \quad (5)$$

Формула (5) справедлива и при переходах через резонансное промежуточное состояние в атомах, причем знаменатель  $P_{ab} + P_{bc} = \Gamma_b$  изображает затухание промежуточного состояния. Если одна из вероятностей ( $P_{ab}$  или  $P_{bc}$ ) значительно меньше другой, то суммарная вероятность (5) близка к меньшей из них. Обычно хвост зоны проводимости тянется не слишком далеко вниз, поэтому совершаемый с участием большого числа фотонов переход  $a \rightarrow b$  менее вероятен и  $P_{abc} \approx P_{ab}$ . Оценим теперь вероятность  $n$ -фотонного перехода в загрязненном полупроводнике ( $P_{abc}$ ) по сравнению с идеальным ( $P_{ac}$ ).

Использование (4) и (5) дает

$$r = \frac{P_{abc}}{P_{ac}} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_b \frac{|\langle c | W^{n-m} | b \rangle|^2 |\langle b | W^m | a \rangle|^2}{|\langle c | W^n | a \rangle|^2 \Gamma_b} \times \\ \times \rho(E_a + m\hbar\omega) = 2\pi \left[ \frac{(n-1)!}{(m-1)! (n-m-1)!} \right]^2 \frac{\hbar\omega}{\Gamma_b} \omega \rho(E_a + m\hbar\omega). \quad (6)$$

Использовалась полнота состояний  $|b\rangle$  по отношению к переходу  $a \rightarrow b \rightarrow c$ . Изобразим функцию распределения  $\rho(E_b)$  экспонентой, спадающей в сторону валентной зоны:  $\rho(E) = C \exp(-E/\beta\hbar\omega)$ .  $E$  отсчитывается от края полосы собственного поглощения. Нормируем  $\rho$  таким образом, чтобы интеграл по энергии равнялся  $N_{ed}/N_{ep}$ , где  $N_{ep}$  — плотность числа валентных электронов в чистом полупроводнике и  $N_{ed}$  — плотность числа валентных электронов, принадлежащих примесям. Тогда  $C = N_{ed}/N_{ep} \beta\hbar\omega$  и

$$r = 2\pi \left[ \frac{(n-1)!}{(m-1)!(n-m-1)!} \right]^2 \frac{\omega}{\Gamma_b} e^{-\frac{E_a + m\hbar\omega}{\beta n\omega}} \frac{N_{ed}}{\beta N_{ep}}. \quad (7)$$

Можно сделать некоторые качественные выводы о роли дефектов при многофотонной ионизации. Эта роль велика при малых напряженностях светового поля ( $\Gamma_b \ll \omega$ ), для больших чисел квантов ( $n \gg 1$ ) и при большой плотности дефектов ( $N_{ed}$ ). В свою очередь  $\Gamma_b \approx P_{bc}$  зависит от вида материала, от числа квантов  $n-m$ , необходимых для ионизации состояния  $|b\rangle$  и напряженности светового поля. Если хвост зоны спадает достаточно быстро, ионизация примеси происходит с поглощением одного кванта. Проведем грубую оценку величины  $P_{bc}$  для такого случая, изображая состояние лоренцовой водородной функцией с некоторым эффективным зарядом  $Z$  и состоянии электрона в зоне проводимости — плоской волной с эффективной массой  $m^*$ .

Матричный элемент от оператора  $H^1$  (1) равен

$$M = \frac{e}{mc} \left( \frac{Z}{a} \right)^{3/2} \frac{\hbar i}{\sqrt{\pi}} \int d^3x e^{-\frac{Zr}{a}} (\nabla \cdot A) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} = \frac{8\sqrt{\pi} \hbar e (A \cdot \mathbf{k}) \left( \frac{a}{Z} \right)^{3/2}}{mc \left( 1 + \frac{a^2 k^2}{Z^2} \right)^2} \quad (8)$$

$a$  — борковский радиус,  $k$  — волновой вектор электрона. При  $ak/Z \sim 1$ ,  $A = 0.1$  ( $F = 3 \cdot 10^6$  в/см) величина  $P_{bc}$  оказывается порядка  $8 \cdot 10^{12}$  сек.<sup>-1</sup>. Для  $\beta = 1/5$  (убывание в 160 раз при удалении на  $\hbar\omega$  от края полосы собственного поглощения) и  $N_{ed}/N_{ep} = 1\%$ ,  $n=4$ ,  $E_b = 0.2\hbar\omega$  и  $\omega = 2.7 \cdot 10^{15}$  (последние три цифры соответствуют поглощению в рубине или лейкосапфире), оказывается порядка  $3 \cdot 10^3$ , т. е. в этой ситуации переход через примесные уровни существенно больше перехода в идеальном кристалле.

#### Литература

- [1] H. R. Reiss. Phys. Rev., A1, 803, 1970.  
[2] И. В. Лебедев. Опт. спектр., 28, 1026, 1970.

Поступило в Редакцию 20 января 1972 г.

УДК 535.354 : 546.292

## РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ УРОВНЕЙ АТОМА НЕОНА

П. Ф. Груздев и А. В. Логинов

В настоящем сообщении приводится результат вычисления времен жизни уровней конфигураций  $2p^5ns$  ( $n=3 \div 6$ ),  $2p^5np$  ( $n=3 \div 5$ ),  $2p^5nd$  ( $n=3 \div 5$ ) и  $2p^54f$ . Времена жизни определялись через расчетные значения вероятностей переходов. Вероятности переходов вычислялись как в одноконfigurационном приближении (ОП), так и в многоконfigurационном приближении (МП) при промежуточной связи. Как в ОП, так и в МП определялись матрицы энергии (включающие электростатическую и спин-орбитальную энергии) в численном виде. Наложение конфигураций учитывалось непосредственно — матрицы энергии вычислялись на состояниях конфигураций  $2p^6 + 2p^5np$  ( $n=3 \div 5$ ) +  $2p^54f$  и на состояниях конфигураций  $2p^5ns$  ( $n=3 \div 6$ ) +  $2p^5nd$  ( $n=3 \div 5$ ). Интегралы  $R_k$ , входящие в матричные элементы оператора электростатического взаимодействия между состояниями взаимодействующих конфигураций, определялись с помощью радиальных волновых функций Хартри—Фока, вычисленных по программе Богдановича и Каразия [1]. Интегралы  $F^k$ ,  $G^k$  и  $\xi_{nl}$  определялись частично с использованием экспериментальных уровней энергии и частично через функции Хартри—Фока. Энергия, не зависящая от типа связи, определялась по экспериментальным уровням энергии.

Результаты вычислений (в нсек.) представлены в таблице. В ней даны расчетные значения радиационных времен жизни (в дипольном приближении) для первых 94 уровней NeI. В первом и пятом столбцах приведены наименования уровней по Пашену [2]