

ПОЛЕ НЕИДЕАЛЬНОГО δ -ЛЕГИРОВАННОГО СЛОЯ В УСЛОВИЯХ ПРОБОЯ ЭКРАНИРОВАНИЯ

Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Железняк А. Т.

Экспериментальные исследования размерно-квантованных объектов (сверхрешеток [1], квантовых точек [2] и др.) в той или иной степени обусловлены уровнем технологического совершенства таких систем. Нарушение их «идеальности» происходит по многим причинам, и, в частности, из-за наличия разного рода дефектов. Далее конкретно речь идет о δ -легированных слоях в полупроводниках [3], содержащих в качестве дефектов области пониженной концентрации легирующей примеси («дыры»). Цель данного сообщения состоит в том, чтобы привлечь внимание экспериментаторов к принципиальной возможности «ВЧ дефектоскопии» таких слоев. Предлагаемый метод основывается на том, что при помешении слоя в ВЧ электрическое поле потенциал поля слоя на больших расстояниях будет отличен от нуля лишь в меру «неидеальности» данного объекта.

С макроскопической точки зрения δ -легированный слой представляет собой заряженную плоскость, поле которой экранируется на дебаевской длине. Экранирование сохраняется и в случае, когда слой неидеален. Однако поведение электростатического поля на больших (по сравнению с длиной экранирования) расстояниях от слоя существенно меняется в присутствии достаточно сильного ВЧ поля, вызывающего «пробой экранирования» [4, 5]. Если поле заряженной плоскости по-прежнему спадает экспоненциально (присутствие ВЧ поля приводит лишь к появлению не зависящего от координаты «лишнего» множителя, большего единицы [6]), то, например, для точечного заряда пробой экранирования состоит в возникновении дальнедействующего (квадрупольного) слагаемого в формуле для распределения статической составляющей потенциала [4]. Поэтому поле дыры (которую можно рассматривать как несущую заряд противоположного знака «заплату» на идеальной заряженной плоскости) будет иметь дальнедействующую компоненту.

Постоянная составляющая потенциала поля распределенных с плотностью $\rho(\mathbf{r})$ зарядов в присутствии ВЧ поля определяется выражением [4]

$$\varphi_0(\mathbf{r}) = \int \frac{d^3\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \frac{4\pi\rho(\mathbf{q})}{q^2\epsilon_{\text{эфф}}(\mathbf{q})}, \quad (1)$$

где $\rho(\mathbf{q})$ — фурье-компонента функции $\rho(\mathbf{r})$, $\epsilon_{\text{эфф}}(\mathbf{q})$ — эффективная диэлектрическая проницаемость электронного газа; при частоте ВЧ поля, много большей плазменной,

$$\epsilon_{\text{эфф}}(\mathbf{q}) = \epsilon_0 \left[1 - \frac{z^2}{q^2 + z^2} J_0^2(a\mathbf{q}) \right]^{-1}, \quad (2)$$

z — обратная величина дебаевской длины экранирования, ϵ_0 — решеточная часть диэлектрической проницаемости, a — амплитуда колебаний электрона в ВЧ поле, $J_0(x)$ — функция Бесселя вещественного аргумента.

Распределение плотности заряда δ -слоя, расположенного в плоскости XOY , с гауссовой дырой в начале координат имеет вид

$$\rho(\mathbf{r}) = \sigma\delta(z) \left[1 - \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2}{R^2}\right) \right], \quad (3)$$

где σ — плотность заряда самого δ -слоя, $\mathbf{r}_{\perp} = \{x; y\}$ — двумерный радиус-вектор, R — характерный размер дыры, $\delta(z)$ — δ -функция. Получающееся из (1)–(3) выражение для $\varphi_0(\mathbf{r})$ в общем случае непредставимо через табулированные функции. Нами сделан численный анализ потенциала $\varphi_0(\mathbf{r})$ для случая, когда ВЧ поле перпендикулярно слою ($a_z = a$), точка наблюдения находится на оси OZ , ($|z| > 2a$), а значения параметров $z\lambda$ и zR лежат в интервале 0.1–10. Выбор последнего обусловлен следующими ориентирами. При амплитуде ВЧ

поля $\sim 10^5$ В/см, его частоте $\sim 10^{14}$ с $^{-1}$ (лазер на CO $_2$) величина $a \sim 10^{-7}$ см. Траптовка дефекта в δ -слое как дыры в заряженной плоскости возможна при $\pi R^2 N \gg 1$, где N — концентрации δ -легирования; если $N \sim 10^{13}$ см $^{-2}$, то $R \gg 10^{-6}$ см. Характерное значение $\kappa \sim 10^6$ см $^{-1}$. Оказывается, что в выбранном интервале функция $\varphi_0(|z|)$ с точностью до нескольких процентов зависит лишь от одного параметра $\gamma = \kappa^2 a R$. Мы оценили расстояние ($|z_0|$), на котором $\varphi_0(|z_0|)$ превышает на порядок значение фона — потенциала идеального δ -слоя. При $\gamma = 0.1, 1, 10$ величина $\kappa |z_0| \simeq 15, 10, 7$ соответственно.

В случае слабого ВЧ поля ($\kappa a \ll 1$)

$$\begin{aligned} \varphi_0(|z|) = & \frac{2\pi\sigma}{\epsilon_0\gamma} \left(1 + \frac{a^2 \kappa |z|}{R^2}\right) \exp(-\kappa |z|) + \frac{\pi R^2 a^2 \sigma}{2\epsilon_0} \left[-\frac{4|z|}{R^2} + \frac{2\sqrt{\pi}}{R^3} \left(1 + \frac{2z^2}{R^2}\right) \times \right. \\ & \times \exp\left(\frac{z^2}{R^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{|z|}{R}\right) \left. - \frac{\pi^{3/2} R \sigma}{\epsilon_0} \left[1 + \left(\frac{a}{R}\right)^2 \left(1 + \frac{2z^2}{R^2}\right)\right] \exp\left(\frac{\kappa^2 R^2}{4} + \frac{z^2}{R^2}\right) \times \right. \\ & \left. \times \operatorname{erfc}\left(\frac{\kappa R}{2} + \frac{|z|}{R}\right), \right. \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-t^2) dt.$$

При $|z| \gg R$ первое и третье слагаемые в (4) экспоненциально убывают [$\sim \exp(-\kappa |z|)$]. Второе слагаемое ведет себя неэкспоненциальным образом и принимает вид $\pi R^2 a^2 \sigma / (\epsilon_0 |z|^3)$, что совпадает с соответствующим результатом для уединенной точечной дыры.

Аналогичные результаты получаются и в случае, когда вектор напряженности ВЧ поля лежит в плоскости δ -слоя ($\mathbf{a} \perp OZ$). При этом на больших расстояниях ($|z| \gg R$) $\varphi_0(|z|) \simeq -\pi R^2 a^2 \sigma / (2\epsilon_0 |z|^3)$.

Список литературы

- [1] Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. М., 1989. 240 с.
- [2] Lee K. J., Smith T. P., Arnot H., Knoedler C. M., Hong J. M., Kern D. P., Laux S. E. // J. Vac. Sci. Techn. 1988. V. B6. N 6. P. 1856—1860.
- [3] Koch F., Zrenner A. // Mater. Sci. Eng. 1988. V. B1. N 3-4. P. 221—227.
- [4] Балкарей Ю. И., Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1972. Т. 14. В. 3. С. 741—745.
- [5] Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Цуркан Г. И. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Кишинев, 1987. 168 с.
- [6] Балкарей Ю. И., Эпштейн Э. М. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 9. С. 1807—1809.

Волгоградский государственный педагогический институт им. А. С. Серафимовича

Получено 23.01.1991
Принято к печати 25.02.1991

ФТП, том 25, вып. 6, 1991

РАСЧЕТНЫЕ АСПЕКТЫ ОПТИМИЗАЦИИ ВАРИЗОННЫХ СЛОЕВ ПО ВЫХОДУ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Шмаков С. Л.

Варизонные слои, создаваемые на основе пространственно неоднородных твердых растворов полупроводников с различными значениями ширины запрещенной зоны, обладают рядом ценных в техническом отношении свойств. Так, в работах [1—4] было обнаружено и теоретически обосновано увеличение интегрального выхода как фото-, так и катодолюминесценции по сравнению с гомозонным полупроводником с теми же рекомбинационными параметрами.