

01;06

Поперечные эффекты горячих электронов в полупроводниках

© З.С. Качлишвили, Ф.Г. Чумбуридзе

Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили

Поступило в Редакцию 24 октября 1997 г.

Исследуются физические условия наблюдения поперечного пробоя, электрического пробоя и поперечного убегания горячих носителей заряда. Поскольку макроскопические проявления этих эффектов одинаковы — резкий рост вольт-амперной характеристики, интерпретация результатов конкретного эксперимента крайне затруднена. Приведены количественные критерии наблюдения отдельных эффектов.

В полупроводниках, помещенных в поперечное электрическое и магнитное поля, в холловском режиме наблюдаются: низкотемпературный электрический пробой (ЭП) (см., например [1]), поперечный пробой (ПП) [2] и поперечное убегание (ПУ) горячих электронов [3,4]. Для осуществления ударной ионизации примесного атома внутреннее поле должно достичь определенного значения. Это достигается или ростом приложенного электрического поля при фиксированном значении магнитного поля — ЭП, или ростом магнитного поля при фиксировании приложенного электрического поля — ПП, или же в условиях ПУ, когда для определенной комбинации механизмов рассеяния импульса и энергии внутреннее поле резко растет.

Трудности исследования указанных эффектов связаны с адекватной интерпретацией экспериментальных результатов, ибо макроскопическое проявление этих эффектов точно одинаковое — резкий рост вольт-амперной характеристики (ВАХ). При этом в условиях первых двух эффектов рост ВАХ вызван ударной ионизацией примесных атомов, тогда как в условиях ПУ этот рост не связан с ростом концентрации горячих электронов [3,5].

Очевидна необходимость выяснения физических условий наблюдения отмеченных эффектов. В настоящем сообщении приводятся результаты подобного исследования: из анализа общего вида греющего поля, зависящего от приложенных полей и механизмов рассеяния энергии

и импульса горячих электронов, предлагаются физические условия — механизмы рассеяния и значения магнитных полей — наблюдения ПП, ЭП и ПУ.

Пусть вдоль длинного образца полупроводника по оси x приложено внешнее электрическое поле E_x , а перпендикулярно образцу вдоль оси z — магнитное поле H . Тогда, используя граничные условия холловского режима для определения внутреннего поля E , получаем:

$$E^2 = E_x^2 [1 + D^2(E, H, t, S)]; \quad (1)$$

$$D \equiv \frac{\int_0^\infty x^{\frac{t-S+3}{2}} \exp[-F(x)] dx}{\int_0^\infty x^{\frac{3-S}{2}} \exp[-F(x)] dx}; \quad F(x) = \int^x \frac{dx}{1 + \alpha\theta(x)}; \quad \theta(x) = \frac{x^{\frac{t+S}{2}}}{1 + \eta x^t};$$

$$\eta \equiv \left(\frac{H}{H_0}\right)^2; \quad \alpha \equiv \left(\frac{E}{E_0}\right)^2; \quad H_0 \equiv \frac{(2mc^2 k_0 T)^{1/2}}{e l_0}; \quad E_0 \equiv \frac{\sqrt{3} k_0 T}{e(l_0 \tilde{l}_0)^{1/2}};$$

$\theta(x)$ — функция разогрева, $x \equiv \frac{\varepsilon}{k_0 T}$ — безразмерная энергия, t и S — показатели степени энергетической зависимости длин свободного пробега по импульсу $l(x)$ и по энергии $\tilde{l}(x)$: $l(x) = l_0 x^{\frac{1+t}{2}}$, $\tilde{l}(x) = \tilde{l}_0 x^{\frac{1+S}{2}}$ [6]. Остальные обозначения общепринятые. Рассмотрим сильный разогрев: $\alpha\theta(x) \gg 1$. Это условие всегда выполняется при наблюдении вышеотмеченных эффектов.

Пусть $\eta x_0^t \alpha^{\frac{2}{2-t-S}} \ll 1$ (слабое магнитное поле),

$$x_0 \equiv \left(\frac{2-t-S}{2}\right)^{\frac{2}{2-t-S}} \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2-t-S}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2-t-S}\right)}, \quad (2)$$

$\Gamma(t)$ — гамма-функция. Вычисляя $D(E, H, t, S)$, получим, что холловское поле пропорционально величине $\eta \alpha^{\frac{2}{2-t-S}}$. Рассматривая разные возможные комбинации, t и S , легко убедиться, что из всех вариантов для известных механизмов рассеяния реальны только следующие два: 1) $t > 0$, $2 > t + S$; 2) $t = -|t| < 0$, $2 > S - |t|$. В первом случае с ростом α холловское поле всегда растет, однако это допустимо лишь в области справедливости неравенства (2). Так что, с ростом E_x E растет и всегда больше E_x , но на очень незначительную величину $E - E_x \ll E_x$.

Поэтому относительное изменение пробивного приложенного поля в магнитном поле практически нуль, а развитие ПП — исключено. При $3t + S = 2$ возникает ПУ.

Во втором случае при $\alpha \rightarrow \infty$ $D \rightarrow 0$, т.е. холловское поле не формируется. Очевидно, что в этом случае возможна реализация только ЭП. ПП и ПУ в этих условиях не реализуются. Относительное изменение пробивного приложенного поля в магнитном поле здесь также равно нулю. Для малых E они на незначительную величину превосходят E_x , а потом сливаются с E_x .

В сильном магнитном поле $\eta(x_0^0)^t \left(\frac{\alpha}{\eta}\right)^{\frac{2}{2+t-S}} \gg 1$

$$x_0^0 \equiv \left(\frac{2+t-S}{2}\right)^{\frac{2}{2+t-S}} \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2+t-S}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2+t-S}\right)}, \quad (3)$$

вычисляя $D(E, H, t, S)$, увидим, что холловское поле пропорционально величине $\eta^{\frac{2-t-S}{2+t-S}} \alpha^{\frac{2}{2+t-S}}$. Из всех возможных вариантов комбинаций t, S реально существующим механизмам рассеивания соответствуют только следующие два: 1) $t > 0, 2 > S - t$; 2) $t = -|t| < 0, 2 > S + |t|$. В первом случае с ростом α холловское поле всегда растет и, с учетом (3), заключаем, что в данном случае могут быть реализованы все три эффекта. Здесь ПУ возникает при $t + S = 2$.

Для зависимости внутреннего поля от приложенных полей и механизмов рассеивания получаем

$$\alpha = (D_0^0)^2 \frac{2+t-S}{2-t-S} \eta \alpha_x^{\frac{2+t-S}{2-t-S}}, \quad (4)$$

$$D_0^0 \equiv \left(\frac{2+t-S}{2-t-S}\right)^{\frac{t}{2+t-S}} \frac{\Gamma\left(\frac{5+t-S}{2+t-S}\right)}{\Gamma\left(\frac{5-S}{2+t-S}\right)}; \quad \alpha_x \equiv \left(\frac{E_x}{E_0}\right)^2.$$

В указанных условиях эффективнее можно варьировать внутреннее поле с помощью приложенного электрического поля. В случае примесного пробоя фиксировано внутреннее пробивное поле α^* . Так что α_x^* или η^* должны быть определены из уравнения (4). С ростом η уменьшается α_x^* и в асимптотике при $\eta \rightarrow \infty$ оно стремится к нулю. Следовательно, относительное изменение пробивного приложенного электрического поля

в сильном магнитном поле должно стремиться к единице. Анализируя из того же уравнения поведение η^* , видим что оно быстрее уменьшается с ростом α_x .

Во втором случае, если t заменить через $-|t|$, увидим, что в этих условиях эффективнее варьировать внутреннее поле с помощью магнитного поля. Очевидно также, что в рассмотренном случае реализуются ПП и ЭП. ПУ здесь не возникает.

Анализируя процесс ЭП, легко убедиться, что относительное изменение пробивного электрического поля в сильном магнитном поле, как и в первом случае, стремится к единице.

Общие выводы о поведении относительного изменения пробивного электрического поля в зависимости от магнитного поля находятся в полном согласии с результатами численного вычисления [7].

Список литературы

- [1] Заварицкая Э.И. // Труды ФИАИ. 1966. Т. 38. С. 41–104. Богданов Е.В., Попов В.А., Флейтман Л.С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 11. С. 1929–1934.
- [2] Toda M., Glicksman M. // Phys. Rev. 1965. V. 120. P. 1317–1327. Владимиров В.В., Горшков В.Н., Коллюх А.Г., Малютенко В.К. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. В. 6. С. 2001–2006.
- [3] Качлишвили З.С. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. В. 5. С. 1955–1962.
- [4] Качлишвили З.С., Чумбуридзе Ф.Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 5(11). С. 1834–1841.
- [5] Глузман И.Г., Любимов И.Э., Цидильковский И.М. // ФТТ. 1970. Т. 12. В. 4. С. 1064–1068.
- [6] Kachlishvili Z.S. // Phys. Stat. Sol. (a). 1976. V. 33. P. 15–51.
- [7] Jaber A.M., Kachlishvili Z.S. // 20-th International Conference on the Physics of Semiconductors Thessaloniki, Greece. 1990. V. 1. P. 344–345.