

ПРЫЖКОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ИСТОЩЕННЫХ СЛОЯХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРОМ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ

Кюрегян А. С.

На основе подхода, развитого Б. И. Шкловским с сотрудниками (ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 642—653) для вычисления поперечной проводимости тонких аморфных пленок, построена теория многоступенчатого туннелирования через запрещенную зону полупроводников с непрерывным спектром локализованных состояний (ЛС) при низких температурах. Показано, что независимо от размерности полупроводника, вида закона дисперсии и спектра ЛС скорость генерации G носителей заряда в истощенных слоях зависит от напряженности поля E по закону $G(E) \sim \exp(-2\sqrt{2\varepsilon_g/qEa_0} f_G)$, где f_G — логарифмически слабая функция E , ширины запрещенной зоны ε_g , радиуса локализации электрона a_0 и плотности ЛС.

Недавно в работах [1, 2] был развит новый подход к вычислению поперечной проводимости тонких аморфных пленок. Главный результат этих работ состоит в выяснении структуры оптимальных для переноса электронов цепочек аномально близких друг к другу локализованных состояний (ЛС), которые, несмотря на свою малочисленность, дают основной вклад в протекающий ток. Было показано, что при достаточно малых толщинах пленки L оптимальными являются цепочки, очень близкие к минимальным, т. е. прямолинейным, пересекающим пленку под прямым углом и состоящим из эквидистантных ЛС. Для проводимости таких систем была получена формула

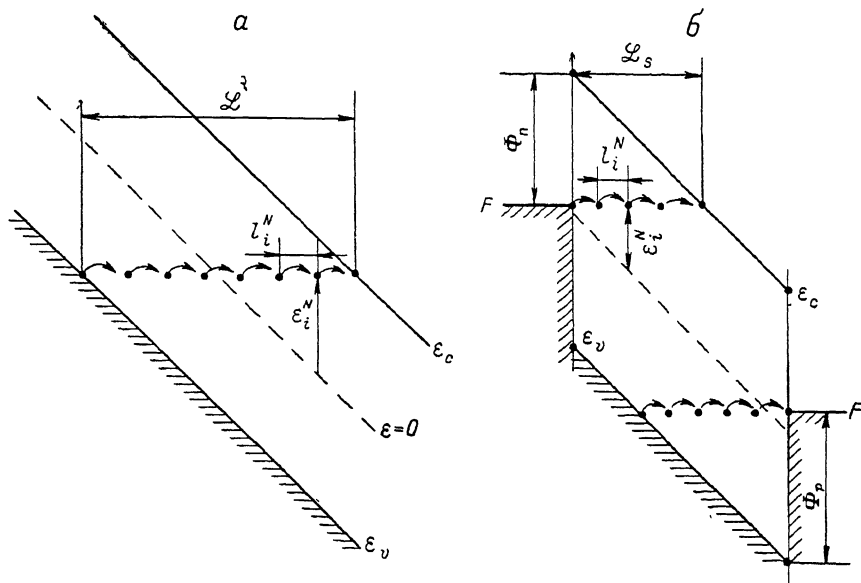
$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-2\sqrt{2\frac{L}{a}} f_\sigma\right), \quad (1)$$

где f_σ — логарифмически слабая функция радиуса локализации электрона a , плотности ЛС g вблизи уровня Ферми и температуры T (в пределе высоких температур) или напряженности поля E (в пределе низких температур). Близким аналогом прыжковой проводимости таких пленок является многоступенчатое туннелирование через запрещенную зону полупроводников с ЛС, которое неоднократно привлекалось для качественного описания характеристик приборов. Действительно, такой процесс «прыжковой генерации» носителей заряда в сильном поле истощенных слоев можно рассматривать как прыжковую проводимость в пространстве координата—энергия, причем роль металлических электродов играют края валентной зоны ε_v и зоны проводимости ε_c (точнее, границы щели подвижности). Очевидно, что и в этом случае минимальные цепочки ориентированы вдоль поля и при $T=0$ горизонтальны на зонной диаграмме (см. рисунок, a), т. е. их длина $\mathcal{L} = \varepsilon_g/qE$, где $\varepsilon_g = \varepsilon_c - \varepsilon_v$, q — элементарный заряд. На основе этой аналогии в [2] была предложена формула для скорости безактивационной генерации пар G , отличающаяся от (1) заменой L на \mathcal{L} ,

$$G(E) = G_0 \exp\left(-2\sqrt{2\frac{\varepsilon_g}{qEa}} f_G\right), \quad (2)$$

где $f_G = [\ln(g\varepsilon_p L a^2)]^{-1/2}$. Существенной особенностью прыжковой генерации является неоднородность цепочек, соединяющих границы разрешенных зон, которая связана с возможной сильной зависимостью $a(\varepsilon)$ и $g(\varepsilon)$. Важность этого обстоятельства была отмечена в [2], но способ его учета указан не был.

Настоящая работа посвящена строгому расчету скорости прыжковой генерации в однородном электрическом поле через запрещенную зону с квазинепрерывным спектром некоррелированных ЛС при $T=0$. Мы рассмотрим случаи с различной размерностью системы d . Трехмерная модель соответствует обратному смещенному $p-n$ -переходу на основе аморфного полупроводника, двумерная — приповерхностным областям кристаллических $p-n$ -переходов и МДП структур при наличии сильного тангенциального поля, одномерная модель, вероятно, может быть использована для описания генерации пар в хао-



Схематическое изображение зонных диаграмм с минимальными цепочками для межзонной прыжковой генерации (а) и прыжковой холодной эмиссии из контактов (б).

тических линейных цепочках оборванных связей, которые образуются, например, вдоль ядер дислокаций или треков тяжелых заряженных частиц. Будет показано, что зависимость типа (2) универсальна, т. е. ее не изменяют ни учет упомянутых выше осложняющих обстоятельств, ни уменьшение размерности системы.

Процедура расчета скорости генерации аналогична вычислению безактивационной проводимости тонкой аморфной пленки [2] и состоит в следующем. При нулевой температуре стационарный поток электронов через цепочку ЛС из N звеньев и $(N-1)$ узлов равен

$$I_N = \omega_i f_{i-1} (1 - f_i), \quad (3)$$

где f_i — функция заполнения i -го узла, а ω_i — вероятность перехода с $(i-1)$ -го узла на i -й. Имея в виду точное вычисление показателя экспоненты в (2) и лишь оценку по порядку величины предэкспоненциального множителя, мы используем приближенную формулу для ω_i вида

$$\omega_i = \gamma_0 \exp(-\xi_i), \quad (4)$$

$$\xi_i = \frac{\delta_i}{\Theta} + 2 \frac{l_i}{a_i}, \quad (5)$$

где γ_0 — постоянная порядка частоты колебаний электрона на ЛС, l_i — длина i -го звена, $\delta_i = \varepsilon_{i-1} - \varepsilon_i + qEl_i \cos \varphi_i$, ε_i — энергия i -го узла, φ_i — угол между i -м звеном и вектором E , $\Theta = \varepsilon_p \left(\ln \frac{1}{\gamma_p} \right)^{-1}$, ε_p — энергия фонона, γ_p — константа

электрон-фононного взаимодействия. Первое слагаемое в (5) определяет вероятность испускания электроном $n \simeq \delta_i/\varepsilon_p$ фононов, а второе — вероятность туннелирования электрона между узлами, пропорциональную квадрату интеграла перекрытия соответствующих волновых функций. Величина a_i , имеющая смысл эффективного радиуса локализации электрона, строго говоря, зависит от обеих энергий ε_i , ε_{i-1} и от E . Однако при $\delta_i \ll \varepsilon_i - \varepsilon_{i-1}$ (см. далее) зависимостью a_i от E можно пренебречь; тогда в квазиклассическом приближении

$$a_i^{-1} = \frac{a_0^{-1}}{\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1}} \int_{\varepsilon_{i-1}}^{\varepsilon_i} \left| \frac{p(\varepsilon)}{p_0} \right| d\varepsilon, \quad (6)$$

где a_0 — радиус локализации в середине запрещенной зоны, $p_0 = \hbar/a_0$, $p(\varepsilon)$ — закон дисперсии.

В работе [2] было показано, что для звена с максимальным ξ_i , которое в основном определяет поток электронов через цепочку, величина $F_i \equiv f_{i-1}(1-f_i) \leq 1$ (и во всяком случае $F_i > 1/4$). Поэтому с точностью до множителя порядка единицы

$$I_N \simeq \gamma_0 \exp[-\max(\xi_i)]. \quad (7)$$

Скорость генерации через все цепочки из N звеньев можно, используя (7), представить в виде

$$G_N = \gamma_0 \int_0^\infty W_N(\xi_m) e^{-\xi_m} d\xi_m, \quad (8)$$

где $W_N(\xi_m)$ — плотность цепочек, у которых $\max(\xi_i) = \xi_m$, а полная скорость генерации G , очевидно, равна $G = \sum_N G_N$.

Таким образом, задача сводится к вычислению величины $W_N(\xi_m)$, которая при некоррелированном расположении ЛС определяется $(N-1)(d+1)$ -мерным интегралом по энергиям ε_i и координатам r_i всех узлов:

$$W_N(\xi_m) = \Omega_d^{-1} \int \prod_1^{N-1} g(\varepsilon_i) d\varepsilon_1 dr_1 \dots d\varepsilon_{N-1} dr_{N-1}, \quad (9)$$

где Ω_d — длина, площадь или объем системы. Область интегрирования в (7) ограничена неравенствами

$$\delta_i \geq 0, \quad \xi_i \leq \xi_m, \quad \varepsilon_i \geq \varepsilon_{im}, \quad (10)$$

последнее из которых означает, что от i -го узла до зоны проводимости можно «дотянуть» самую длинную цепочку из $(N-i)$ звеньев, для которых выполнены первых два неравенства. Очевидно, что таковой является цепочка, у которой все $\varphi_j = 0$, $\delta_j = 0$, а l_j максимальны, т. е. $\xi_j = 2l_j/a_j = \xi_m$ ($i < j \leq N$). Используя эти равенства, нетрудно получить из (5), (6) уравнения для ε_{im}

$$\int_{\varepsilon_{im}}^{\varepsilon_0} \left| \frac{p(\varepsilon)}{p(0)} \right| d\varepsilon = qEa_0 \frac{\xi_m}{2} (N-i). \quad (11)$$

Среди всех цепочек наибольшей «проводимостью» обладают минимальные цепочки, у которых все $\delta_i = 0$, $\varphi_i = 0$, а ξ_i одинаковы и равны ξ_N — минимальному значению для цепочки из N звеньев, соединяющей разрешенные зоны. Нетрудно убедиться в том, что

$$\xi_N = 2\mathcal{L}/\psi Na_0, \quad (12)$$

где

$$\psi^{-1} = \int_{\varepsilon_N}^{\varepsilon_0} \left| \frac{p(\varepsilon)}{p_0} \right| \frac{d\varepsilon}{\varepsilon_g}, \quad (13)$$

энергии ε_i^N узлов минимальной цепочки определяются уравнениями, отличающимися от (11) заменой ξ_m на ξ_N и ε_{im} на ε_i^N , а длины прыжков $l_i^N = (\varepsilon_i^N - \varepsilon_{i-1}^N)/qE$.

Плотность минимальных цепочек точно равна нулю, т. е. $W_N(\xi_m \leq \xi_N) = 0$. Реально существующие цепочки, для которых $(\xi_m' - \xi_N) \ll \xi_N$, очень слабо отличаются от минимальных, что обеспечивает выполнение сильных неравенств

$$|\varepsilon_i - \varepsilon_i^N| \sim \delta_i \ll \varepsilon_i^N - \varepsilon_{i-1}^N, \quad |l_i - l_i^N| \ll l_i^N,$$

позволяет ввести малые параметры при вычислении интеграла (9) и ограничиться первыми исчезающими членами разложения. В частности, при типичных спектрах ЛС можно (см. далее) вынести $g(\varepsilon_i)$ из-под знака интеграла в точках $\varepsilon_i = \varepsilon_i^N$.

Вычисление оставшихся интегралов, описанное в *Приложении*, приводит при произвольном d к следующему результату:

$$W_N^{(d)}(\xi_m) = \frac{1}{a_0^d \bar{\alpha}} \left(\pi \bar{\alpha} \frac{\mathcal{L}}{a_0} \right)^{\frac{1-d}{2}} m_d^{(N-1)} \left(\frac{\psi N}{2} \right)^{(2N-3)} \frac{(\xi_m - \xi_N)^{(\nu_d-1)}}{\Gamma(\nu_d)}, \quad (14)$$

где

$$\nu_d = \frac{d+3}{2} N - d - 1, \quad m_d = \bar{g} q E a_0^{(d+1)\bar{\alpha}} \left(\pi \frac{\mathcal{L}}{a_0} \bar{\alpha} \right)^{\frac{d-1}{2}},$$

а $\bar{\alpha}$, \bar{g} и $\bar{\alpha}$ — средние геометрические величины a_i^N/a_0 , $g(\varepsilon_i^N)$ и $\alpha_i \equiv 2\theta/(2\theta + qEa_i^N)$ соответственно. При больших N , когда суммирование по i можно заменить интегрированием по энергии, имеем

$$\bar{\alpha} = \exp \left[-\frac{\psi}{\varepsilon_g} \int_{\varepsilon_g}^{\varepsilon_c} \left| \frac{p(\varepsilon)}{p_0} \right| \ln \left| \frac{p(\varepsilon)}{p_0} \right| d\varepsilon \right], \quad (15)$$

$$\bar{\alpha} = \exp \left[\frac{\psi}{\varepsilon_g} \int_{\varepsilon_g}^{\varepsilon_c} \left| \frac{p(\varepsilon)}{p_0} \right| \ln \alpha(\varepsilon) d\varepsilon \right], \quad (16)$$

$$\bar{g} = g_0 \exp \left[\frac{\psi}{\varepsilon_g} \int_{\varepsilon_g}^{\varepsilon_c} \left| \frac{p(\varepsilon)}{p_0} \right| \ln \frac{g(\varepsilon)}{g_0} d\varepsilon \right], \quad (17)$$

где g_0 — плотность состояний в середине зоны. Подстановка (14) в (8) дает

$$G_N = \frac{\gamma_0}{a_0^d \bar{\alpha}} \left(\pi \bar{\alpha} \frac{\mathcal{L}}{a_0} \right)^{\frac{1-d}{2}} m_d^{(N-1)} \left(\frac{\psi N}{2} \right)^{(2N-1)} \exp \left(-\frac{2\mathcal{L}}{\psi N a_0} \right). \quad (18)$$

Зависимость G_N от N имеет два экстремума при

$$N = \bar{N}_d \equiv \left(\frac{2\mathcal{L}_1}{\psi a_0 \lambda_d} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

где λ_d — решение уравнения

$$\lambda_d = \ln \frac{2a_0 \lambda_d}{e^2 \psi \mathcal{L} m_d}. \quad (20)$$

Физический смысл имеет только наибольшее из них, определяющее максимум G_N , причем должно быть $\lambda_d \gg 1$. Только в этом случае, как нетрудно убедиться, выполняется условие $(\xi_m - \xi_N) \ll \xi_N$ близости оптимальных цепочек [т. е. цепочек с $N = \bar{N}_d$ и значениями $\xi_m \simeq \xi_m \equiv \xi_N + \nu_d$, дающими основной вклад в интеграл (8)] к минимальным с $N \simeq \bar{N}_d$, которое мы существенно использовали при выводе формулы (14) для $W_N(\xi_m)$. Возникновение минимума и последующий рост зависимости G_N нефизичны, а отображают лишь неприменимость предположения о слабой извилистости оптимальных цепочек при очень больших N .

Максимум функции G_N очень острый, поэтому после замены суммирования по N интегрированием можно использовать метод перевала, в результате чего получается формула (2) с величинами

$$f_G = (\lambda_d/\psi)^{1/2} + (\lambda_d\psi)^{-1/2}, \quad (21)$$

$$G_0 = \frac{\gamma_0}{a_0^2 \bar{a}} \left(\pi \bar{x} \frac{\mathcal{L}}{a_0} \right)^{\frac{1-d}{2}} \left(\frac{2\pi a_0 N_d}{\psi \mathcal{L}} \right)^{1/2} e^{(2+\lambda_d)a_0}. \quad (22)$$

Точность разложения, использованного нами при вычислении $W_N(\xi_m)$, такая же, как и в [1, 2], что приводит к погрешности порядка $\lambda_d^{-3/2}$ в формуле (21) для f_G . Соответствующая ошибка показателя экспоненты в (2) порядка $(\mathcal{L}/\lambda_d^3 a_0)^{1/2} \ll (\mathcal{L}/a_0)^{1/2} f_G$, но может быть намного больше единицы. Поэтому формула (22) получена с превышением точности, и вместо нее для оценки величины G_0 по порядку величины следует использовать упрощенное выражение

$$G_0 \simeq \gamma_0 a_0^{-\frac{d+1}{2}} \mathcal{L}^{\frac{1-d}{2}} e^{\lambda_d a_0}. \quad (23)$$

Таким образом, наш результат отличается от полученного в [2] видом логарифмически слабой функции f_G в показателе экспоненты. Причина универсальности закона (2) состоит в близости оптимальных для генерации цепочек к минимальным и очевидной независимости структуры последних от размерности системы. Вид закона дисперсии лишь незначительно изменяет численные коэффициенты. Например, при $a_i = \text{const}$ получается $\psi = \bar{x} = \bar{a}/a_0 = 1$, а для простейшего гиперболического закона дисперсии

$$p^2(\varepsilon) = p_0^2 \left(4 \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_g^2} - 1 \right)$$

(энергия ε отсчитывается от середины запрещенной зоны) из (13), (15), (16) следует, что $\psi = 4/\pi$, $\bar{x} = 4/e$, $\bar{a}/a_0 = e/4$. Возможная «многофононность» прыжков, преобладающая в сильном поле при $qEa_0 > 2\Theta$, несколько изменяет поле-вую зависимость λ_d и f_G . Вид спектра локализованных состояний существенно определяет величину f_G . Например, при $g(\varepsilon) = g_0 \text{ch}(\varepsilon/\Delta)$ из (17) следует, что $\bar{g} \simeq g_0 \exp(\varepsilon_g/6\Delta)$. Однако это влияние остается чисто количественным, пока функция $g(\varepsilon)$ достаточно слабая: в использованном примере замена $g(\varepsilon_i)$ на $g(\varepsilon_i^N)$ в интеграле (9) оправдана только при $8\lambda_d \Delta \gg \varepsilon_g$. В противном случае рост числа цепочек из-за перемещения их узлов к краям запрещенной зоны компенсирует неизбежное при этом возрастание ξ_m и оптимальные цепочки будут сильно отличаться от минимальных, хотя и останутся почти прямолинейными и горизонтальными. Если же $2\Delta < qEa_0$, то все узлы оптимальных цепочек передвинутся почти вплотную к краям зоны и основной вклад в генерацию будут давать однократные прыжки между мелкими хвостами плотности состояний, т. е. по сути дела обычное межзонное туннелирование.

Рассмотренный выше процесс определяет проводимость систем с неинжектирующими контактами, например обратные смещенных $p-n$ -переходов. Если же аморфная пленка помещена между металлическими электродами, то свободные носители заряда могут возникать не только в результате межзонной прыжковой генерации, но и благодаря прыжковой холодной эмиссии из контактов сквозь барьер Φ_n (см. рисунок, б). В этом случае минимальные цепочки начинаются от уровня Ферми в металле F , а их длина $\mathcal{L}_s = \Phi_n/qE$. Расчет плотности тока эмиссии j_s полностью аналогичен описанному выше и, естественно, опять приводит к зависимости типа (2):

$$j_s(E) = j_0 \exp[-2(2\mathcal{L}_s/\psi_s a_0)^{1/2} (\sqrt{\lambda_s} + 1/\sqrt{\lambda_s})], \quad (24)$$

где $j_0 \sim q\gamma_0 e^{\lambda_s}/a_0 \mathcal{L}_s$, а формулы для ψ_s и λ_s отличаются от (13), (20) только тем, что интегрирование и усреднение производятся вдоль укороченной минимальной цепочки. Вольтамперная характеристика тонкой пленки при напряжении на контактах $U > (1/q) \min(\Phi_n, \Phi_p)$ определяется именно этим процессом. Объемная межзонная генерация будет преобладать над эмиссией только в экспоненциально толстых пленках, когда $qLG(E) > j_s(E)$.

Автор благодарен Б. И. Шкловскому и Е. И. Левину, предоставившим возможность ознакомиться с рукописью статьи [2] и сделавшим ряд ценных замечаний по настоящей работе.

Для вычисления интеграла в (9) произведем следующую замену переменных:

$$t_i = \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{im}}{\varepsilon_{i-1} - \varepsilon_{i-1, m}}, \quad |u_i = 1 + \frac{qEl_i - \varepsilon_{im} + \varepsilon_{i-1, m}}{\varepsilon_{i-1} - \varepsilon_{i-1, m}}.$$

Учитывая близость оптимальных цепочек к минимальным, можно при определении области интегрирования воспользоваться приближенными равенствами $a_i \simeq a_i^N$ и $\varepsilon_{im} - \varepsilon_{i-1, m} \simeq qEl_{im}$, где $a_i^N \equiv a_i(\varepsilon_{i-1}^N, \varepsilon_i^N)$ — эффективные радиусы локализации электронов в узлах минимальной цепочки из N звеньев, $l_{im} = a_i^N \xi_m / 2$ — максимальная длина «горизонтального» прыжка с $\xi_i \leq \xi_m$. Тогда из неравенств (10) получим при $d = 1$ ограничения для t_i и u_i в виде

$$0 \leq u_i \leq 1, \quad \max(0, b_{i1}) \leq t_i \leq u_i, \quad (\text{П. 4})$$

где $b_{i1} = (u_i - \alpha_i)/(1 - \alpha_i)$, откуда

$$Q \equiv \int d\varepsilon_2 d\varepsilon_2 \dots d\varepsilon_{N-1} d\varepsilon_{N-1} = \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_1, m)^{2(N-2)}}{(qE)^{(N-2)}} \mathcal{F}_1, \quad (\text{П. 2})$$

$$\mathcal{F}_1 = \prod_{k=1}^{N-2} \int_0^1 du \int_{\max(0, b_{ki})}^u t^{2(k-1)} dt = \frac{\bar{a}^{(N-2)}}{(2N-4)!}.$$

В двумерном случае координаты y_i узлов в направлении, перпендикулярном полю, заменим на $s_i = y_i [qE/2l_{im}(\varepsilon_{i-1} - \varepsilon_{i-1, m})]^{1/2}$ и используем приближенное равенство $l_i = (x_i^2 + y_i^2)^{1/2} \simeq x_i + y_i^2/2l_{im}$.

Тогда для области интегрирования в дополнение к (П. 1) получаем неравенства

$$s_i^2 \leq 1 - u_i, \quad \max(0, b_{i2}) \leq t_i \leq u_i, \quad (\text{П. 3})$$

где $b_{i2} = [u_i(1 - \alpha_i) + \alpha_i(s_i^2 - 1)](1 - \alpha_i)^{-2}$, откуда

$$Q = \left(\frac{2}{qE}\right)^{s/2(N-2)} (\varepsilon_1 - \varepsilon_1, m)^{s/2(N-2)} \prod_{i=2}^{N-1} l_{im}^{1/2} \mathcal{F}_2, \quad (\text{П. 4})$$

$$\mathcal{F}_2 = \prod_{k=1}^{N-2} \int_0^1 du \int_{-\sqrt{1-u}}^{\sqrt{1-u}} ds \int_{\max(0, b_{ks})}^u t^{s/2(k-1)} dt = \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \bar{a}\right)^{(N-2)} \frac{2}{5(N-2)\Gamma[5/2(N-2)]}.$$

В трехмерном случае интегрирование по азимутальным углам дает множитель $(2\pi)^{(N-2)}$, а вместо полярных углов φ_i удобно ввести переменные

$$v_i = 1 + \frac{qEl_i \cos \varphi_i - \varepsilon_{im} - \varepsilon_{i-1, m}}{\varepsilon_{i-1} - \varepsilon_{i-1, m}},$$

для которых вместо (П. 3) получаются неравенства

$$0 \leq v_i \leq u_i, \quad \max(0, b_{i3}) \leq t_i \leq v_i,$$

где $b_{i3} = v_i + \alpha_i \frac{u_i - 1}{1 - \alpha_i}$, откуда

$$Q = \left(\frac{\sqrt{2\pi}}{qE}\right)^{2(N-2)} (\varepsilon_1 - \varepsilon_1, m)^{3(N-2)} \mathcal{F}_3 \prod_{i=2}^{N-1} l_{im},$$

$$\mathcal{F}_3 = \prod_{k=1}^{N-2} \int_0^1 du \int_0^u dv \int_{\max(0, b_{ks})}^v t^{3(k-1)} dt = \frac{\bar{a}^{(N-2)}}{(3N-6)!}. \quad (\text{П. 5})$$

Во всех трех случаях интегрирование по \mathbf{r}_1 дает множитель Ω_d , а интегрирование по ε_1 надо вести в пределах от ε_{1m} до $\varepsilon_\nu + qEl_{1m} \simeq \varepsilon_{1m} + \varepsilon_\nu (\xi_m/\xi_N - 1)$, если $qEl_{1m} > \varepsilon_\nu (\xi_m/\xi_N - 1)$. С учетом этого из (П. 2), (П. 4), (П. 5) получается

окончательная формула (14). Последнее неравенство выполняется для оптимальных цепочек только при условии $\lambda_d^{3/2} \geq (d+3)(\mathcal{L}/a_0)^{1/2}$, более жестком, чем $\lambda_d \gg 1$. Если $\lambda_d^{3/2} < (d+3)(\mathcal{L}/a_0)^{1/2}$, то при интегрировании по энергиям крайних узлов цепочек необходимо ввести дополнительные ограничения $\epsilon_p < \epsilon_i < \epsilon_c$. Однако при $\lambda_d \gg 1$ пренебрежение этими ограничениями изменит лишь предэкспоненциальный множитель в ответе, который мы все равно оцениваем лишь по порядку величины.

Л и т е р а т у р а

- [1] Тарковский А. М., Фистуль М. В., Райх М. Э., Рузин И. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 603—608.
[2] Левин Е. И., Рузин И. М., Шкловский Б. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 642—653.

Всесоюзный электротехнический институт
им. В. И. Ленина
Москва

Получена 11.07.1988
Принята к печати 2.08.1988