

13.4

Сильноточная полевая эмиссионная наноструктура с ленточным пучком

© М.В. Давидович

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
E-mail: davidovichmv@info.sgu.ru

Поступило в Редакцию 15 мая 2023 г.

В окончательной редакции 29 марта 2024 г.

Принято к публикации 2 мая 2024 г.

Рассматриваются вопросы достижимости высоких плотностей тока порядка 10^{10} – 10^{12} А/м² и интегрального тока ленточного электронного пучка порядка 1–10 А для вакуумных электронных приборов. Предложены резонансно-туннельная наноструктура и конструкция электронной пушки на ее основе.

Ключевые слова: полевая эмиссия, автокатод, уравнение Шредингера, резонансное туннелирование, ленточный электронный пучок, лампа бегущей волны.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.16.58533.19626

Для ламп бегущей волны (ЛБВ) миллиметрового и терагерцевого диапазонов нужны сильноточные электронные пушки с широкими ленточными электронными пучками [1,2]. В [3,4] показано, что в резонансно-туннельных наноструктурах с одной или двумя квантовыми ямами (сетками) и двумя или тремя горбами (барьерами) возможно достижение плотностей тока до 10^{12} – 10^{13} А/м² для размеров структур до 10 нм и при напряжениях на сетках и аноде до 20 В. Выполнять такие наноразмерные гетероструктуры удобно в виде чередующихся диэлектрических и проводящих слоев с толщинами от 1 до 2–3 нм. Оптимальным диэлектриком является кристаллический алмаз с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 5.6$ и феноменально высокой теплопроводностью. Технологически удобно использовать CVD-углерод (CVD — chemical vapor deposition), в частности аморфный алмаз с содержанием sp^3 -гибридизации до 88% [5–7], а в качестве металлических слоев — хорошо проводящий углерод в основном с sp^2 -гибридизацией. Так, толщину 2 нм имеет шестислойный графен. Диэлектрическая проницаемость аморфного алмаза 4.8–5.6. При этом барьеры снижаются примерно в 5 раз. В диодной структуре это увеличивает ток на два-четыре порядка в зависимости от высоты барьера. В резонансно-туннельной структуре это позволяет в несколько раз снизить анодное напряжение. Другая возможность — использование более толстых пленок. Тонкая пленка является металлической, если длина экранирования Дебая $L_D = \sqrt{\epsilon\epsilon_0 k_B T / N e}$ существенно меньше ее толщины. Для полупроводников с концентрацией носителей $N \sim 10^{20}$ – 10^{24} м⁻³ экранировка происходит на длинах от 1 до 100 нм, а для металлов — на одном атомном слое. Для толщины 1 нм металлическим свойствам соответствуют концентрации более 10^{24} м⁻³. Так, для меди $L_D = 1.5 \cdot 10^{-11}$ м. Сильный ток ленточного пучка можно получить с большой эмитирующей поверхностью, но нужна компрессия

пучка. Другая возможность — использовать поворот траекторий [8]. При этом ток пучка тем больше, чем больше длина и ширина эмитирующей структуры. Ее достоинством является то, что эмиссия идет с двух сторон. Недостаток структуры в том, что имеет место большая тепловая нагрузка, в основном за счет эффекта Ноттингема при резонансном туннелировании, которое может идти с уровней существенно ниже уровня Ферми, а также за счет джоулева тепла. Это требует выполнения массивного термостата на катоде и работы в импульсном режиме. Схема ЛБВ с замедляющей системой типа симметричной гребенки с такой полевой эмиссионной структурой приведена на рис. 1. Траектории оценивались в программном пакете CST Studio Suite. Для вычисления тока использовалось решение 1D-уравнения Шредингера (УШ) с распределением квантового потенциала $V(s)$ вдоль траекторий движения электронов с суммированием по ним. Считаем, что плотность нормально движущихся к сетке электронов одинакова. Профиль квантового потенциала $V(s)$ строился методом многократных изображений, изложенным в работах [2,4,9]. Он практически одинаков до пролета сеточной области и изменяется для разных траекторий только после такого пролета (рис. 2, а) (показана малая часть изменения потенциала около точек вылета электронов на рис. 1). После пролета электрон движется между сеткой с потенциалом U_g и первым анодом с потенциалом U_a , при этом на него действуют потенциал сил изображений и потенциал $V_a(s) = -eU_g - e(U_g - U_a)(s - s_0)/d(z)$. В этой формуле $s_0 = t_d + t_g$ — размер структуры на катоде (t_d — толщина диэлектрика, t_g — толщина сетки), координата s отсчитывается вдоль траекторий, $d(z)$ — длина вдоль траектории, соответствующей координате z ее начала на катоде. Координату s отсчитываем вдоль движения, при этом максимально удаленной точке (и максимально длинной траекторией) соответствует $z = 0$, а максимально близкой — $z = l_c$. Силы изображений

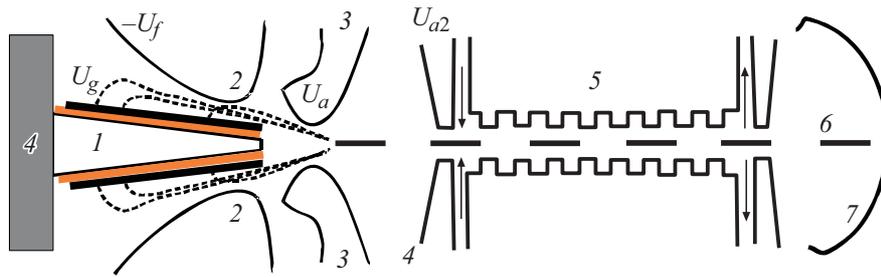


Рис. 1. Схема ЛБВ с ленточным пучком. 1 — катод с тянущей сеткой, 2 — фокусирующий электрод, 3 — анод, 4 — термостат катода, 5 — второй анод с замедляющей системой типа симметричной гребенки, 6 — ленточный электронный пучок, 7 — коллектор.

описываются потенциалом $V_0(s)$, а общий потенциал $V(s) = V_0(s) + V_a(s)$. Обозначим длину эмитирующей области катода l_c , длину области от катода до анода l_a , $D(E, z)$ — прозрачность (коэффициент туннелирования) через потенциал $V(s)$, соответствующая точке z . Тогда плотность тока около точки z есть

$$J(z) = \frac{em_e}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{E_{Fc}} D(E, z)(E_{Fc} - E)dE. \quad (1)$$

Здесь E_{Fc} — энергия Ферми на катоде, а температура считается нулевой. Если ширина структуры w (вдоль нормали к плоскости рис. 1), то полный ее ток равен $I = 2w \int_0^{l_c} J(z)dz$. Таким образом, основная задача состоит в нахождении прозрачности для разных энергий электрона E на катоде и разных профилей барьерной структуры, показанных на рис. 2, а, соответствующих разным траекториям. Указанная задача решается путем решения УШ методом трансформации волнового импеданса $\rho(s) = \pm i\psi_{\pm}(s)/\psi'_{\pm}(s)$, где $\psi_{\pm}(s) = A_{\pm} \exp(\pm iks)$ — прямая и обратная волновые функции, построенные для постоянного участка потенциала V . Здесь приведено два фундаментальных решения УШ. Соответственно $k(s) = \sqrt{2m_e(E - V)}/\hbar$. На катоде имеем волновое число $k_c = \sqrt{2m_e E}/\hbar$ и импеданс $\rho_c = 1/k_c$, а на аноде $k_a = \sqrt{2m_e(E - E_{Fa} + eU_a)}/\hbar$ и $\rho_a = 1/k_a$ соответственно. Трансформация волнового импеданса ρ_a на аноде к входному импедансу на катоде Z_{in} с использованием формулы трансформации импедансов дает коэффициент отражения на катоде $R = (Z_{in} - \rho_c)/(Z_{in} + \rho_c)$. Поскольку $|R|^2$ есть вероятность отражения частиц, а число их сохраняется, прозрачность определяем по формуле $D = 1 - |R|^2$. Более сложный матричный метод для независимого нахождения R и D использован в [3]. Для численных расчетов взята ступенчатая аппроксимация $V(s)$ с использованием 200 участков. Для функции $V(s)$ в случае двух электродов (катода при $s = 0$ и анода при $s = d$) использованы аппроксимация точной формулы из работ [3,4] в виде $V_0(z) \approx E_{Fc} + W_c(1 - \alpha/d)[1 - (2z/d - 1)^4]/\varepsilon$ и

более точная аппроксимация

$$V_0(z) \approx E_{Fc} + W_c \frac{(1 - \alpha/d)(1 + \delta_c/d)^2}{\varepsilon(1 - \delta_c/d)^2} \times \left[1 - \frac{\delta_c/d}{(z + \delta_c(1 - z/d))(d - z + \delta_c z/d)} \right]. \quad (2)$$

Они получены для плоского катода и анода из одинакового материала, т.е. с одинаковыми работами выхода (РВ) $W_c = W_a$ для нормальной к поверхностям координаты $z = s$. Для промежутка сетка–анод также использована формула (2) с соответствующими заменами. Соответственно $\delta_c = 1/(16\pi\varepsilon_0 W_c)$. Константа α соответствует эффекту Шоттки и имеет значение $\alpha \approx 2.731\delta_c$. Для РВ $W_c = 3.6$ eV имеем $\delta_c = 0.1$ nm. Это характерный размер, на котором перестают действовать силы изображений. Формула (2) является весьма точной для узких и широких барьеров и определяет симметричный барьер $V_0(0) = V_0(d) = E_{Fc}$ с максимальной высотой $V_0(d/2) = E_{Fc} + W_c(1 - \alpha/d)/\varepsilon$, для широких барьеров примерно равной $E_{Fc} + W_c/\varepsilon$. Другие параболические аппроксимации (рис. 2, b) менее точные (звездочками отмечены точные результаты). Формулы соответствуют отсчету потенциала от дна зоны проводимости катода. В случае наличия анодного напряжения следует взять потенциал по формуле $V(z) = V_0(z) - eU_a z/d$. При этом барьер становится несимметричным. Для вакуумного диода нужно положить $\varepsilon = 1$. Мы использовали формулу $V(s) = V_0(s) - eU_a s/d(z)$ последовательно для промежутка катод–сетка при $\varepsilon = 5$, $s = x$ (вертикальная координата на рис. 1), $d(z) = t_d$ и промежутка сетка–анод с $\varepsilon = 1$, считая, что $s \approx z'$ есть текущая координата вдоль траектории, а $d(z) = l_c + l_a - z$, где z — координата, связанная с началом траектории и определяющая прозрачность $D(E, z)$ вдоль нее. После определения прозрачностей ток вычислялся по формуле (1). Соответственно между сеткой и анодом имеем потенциал $V_a(z') = -eU_g - e(U_g - U_a)z'/(l_c + l_a - z)$. Используемое приближение тем лучше, чем больше l_a , а его погрешность при $t_d/l_c \ll 1$ порядка l_c/l_a . Более точный учет длин траекторий приводит к сложным формулам. Для оценки тока

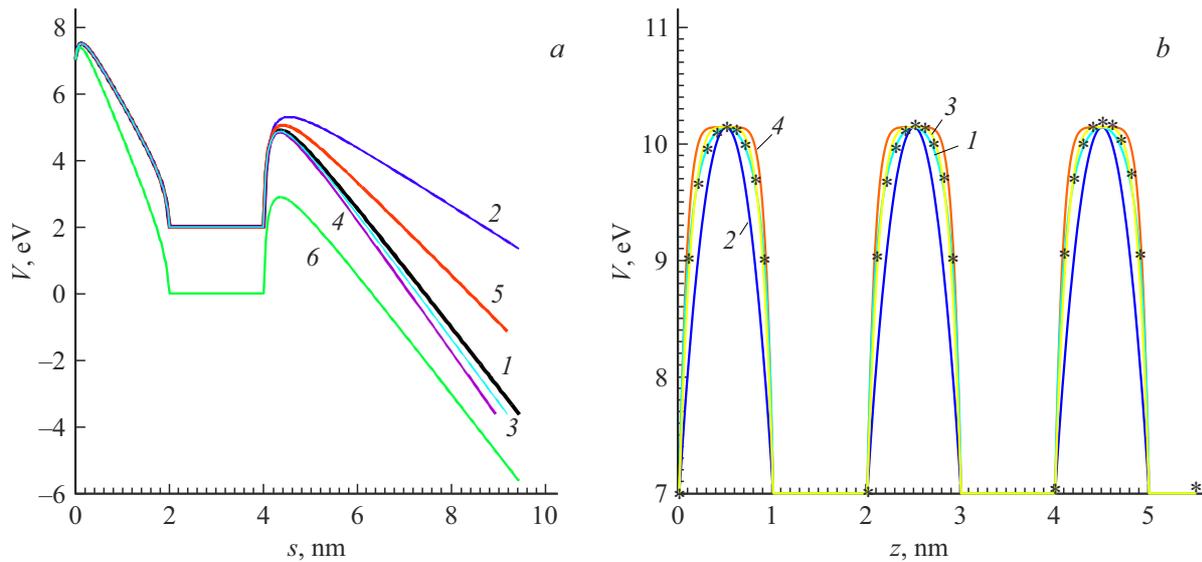


Рис. 2. *a* — распределение квантового потенциала V в структуре, показанной на рис. 1, вдоль траекторий в зависимости от длины s от точки вылета. $t_d = t_g = 2$ nm, $\varepsilon = 5$ при $U_g = 5$ (1–5) и 7 V (6) для структуры с $l_c = 10$ nm, $l_a = 100$ nm (1–4, 6) и для структуры с $l_c = 100$ nm, $l_a = 1000$ nm (5). Взяты напряжения $U_a = 200$ (1, 3, 4, 6), 100 (2) и 1500 V (5). Кривые 1, 2, 5, 6 построены для точки вылета $z = 0$, кривая 3 — для $z = l_c/2$, кривая 4 — для $z = l_c$. *b* — аппроксимация квантового потенциала V в зависимости от длины z в резонансно-туннельной структуре с двумя ямами по формуле (5) (кривая 1), параболлами второго (2), четвертого (3) и шестого (4) порядков. $t_d = t_g = 1$ nm, $U_g = U_a = 0$, $\varepsilon = 1$. Везде $E_{Fc} = 7$ eV, $W_c = 4.36$ eV.

были использованы значения $l_c = 100$ nm, $w = 10$ μ m, $l_a = 1000$ nm, $U_g = 5$ V, $U_a = 1500$ V, $t_d = t_g = 2$ nm, $W_c = W_a = 4.36$ eV, $E_{Fc} = E_{Fa} = 7$ eV (медь). На рис. 2 приведены профили квантового потенциала на начальных участках (в пределах до 10 nm) для различных напряжений, размеров и точек вылета (*a*) и сравнение аппроксимаций V (*b*). Видно, что форма потенциала $V(s)$ между катодом и сеткой в основном определяется сеточным напряжением, а между сеткой и анодом — анодным напряжением, а также расстоянием сетка–анод. Два последних параметра определяют наклон и длину почти треугольного барьера. В области наклона электрон движется квазиклассически, но при решении УШ мы строго учитываем фазовый набег в волновой функции. При большом расстоянии сетка–анод прозрачность барьеров для разных точек вылета практически одинаковая, что упрощает расчет тока.

На рис. 3 представлена прозрачность барьеров для кривых 1 и 6 на рис. 2, *a* (линии 1 и 2 соответственно), а также для кривой 4 на рис. 2, *a* при использовании сетки из платины (линия 3, РВ равна 5.5 eV). Интегрирование в (1) выполнялось методом Симпсона с использованием нескольких тысяч точек, что дает высокую точность. В работах [3,10] приведены формулы для резонансных частот и добротностей, а в [10] области резонансов выделены в интеграле в виде суммы с интегрированием по области без резонансов. Вольт-амперные характеристики близки к аналогичным для наноструктур в [3,4]. Высоты барьеров (кривая 1 на рис. 2, *a*) для медной сетки не выровнены. Использование платиновой сетки (РВ равна 5.5 eV) вместо медной поднимает второй барьер

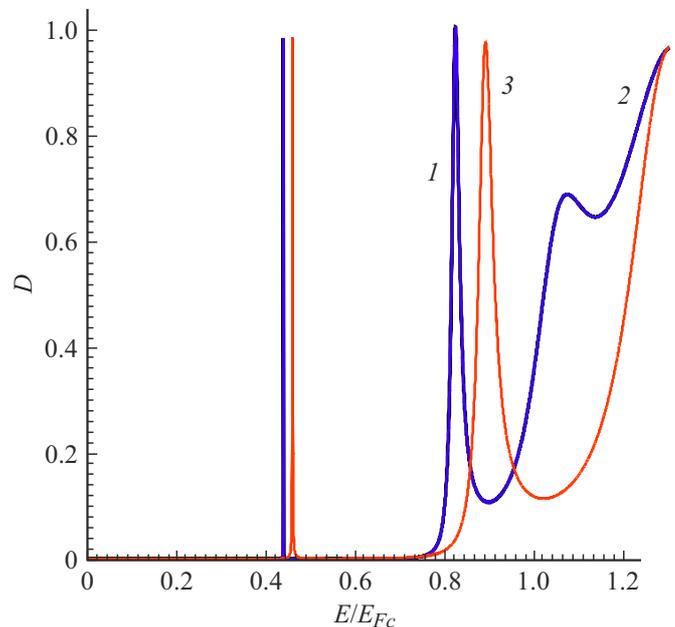


Рис. 3. Прозрачность D в зависимости от отношения E/E_{Fc} для конфигураций потенциала, представленной на рис. 2, *a* кривыми 1(1) и 6 (2). Линия 3 соответствует кривой 4 на рис. 2, *a* при использовании сетки из платины.

на 1.2 eV и существенно увеличивает ток. Вычисление тока дает значение $I = 12.1$ A (для кривой 5 на рис. 2, *a*, $w = 100$ μ m). Это весьма большой ток для эмиссионной наноструктуры при мощности в пучке 18 kW. Ее можно

увеличить, кратно увеличив напряжение на втором аноде, при этом возможно получение релятивистского пучка. Расстояние между электродами также можно кратно увеличить, применив для фокусировки пучка сильное магнитное поле. Хорошо фокусирующее поле имеет оценку индукции порядка 1 Т. Фактически в рассмотренной структуре сетка играет роль первого ускоряющего электрода, а анод — второго. Изменяя напряжение на сетке, можно управлять током пучка. Изменять напряжение на аноде нецелесообразно, поскольку в структуре (рис. 1) напряжения на аноде и на фокусирующем электроде завязаны на обеспечение прохождения пучка. Основной проблемой электронно-оптической системы является синтез конфигурации электродов. Для возможности туннелирования электронов со всеми энергиями на катоде удобно брать $U_g \geq E_{Fc}$. Аналогично можно рассматривать резонансное туннелирование с двойной и даже многоэлектродной сеткой, но для обеспечения баллистического транспорта полный размер не должен превышать 10 нм, что не позволяет использовать более трех-четырех электродов. Использование квазипериодической брэгговской сверхрешетки с большим числом электродов (квантовых ям) и получение широкой зоны резонансного туннелирования требует низких температур.

Таким образом, в работе предложена полевая эмиссионная структура с атомарно-гладкой эмитирующей поверхностью и тянущей сеткой с сильноточным мощным ленточным электронным пучком для импульсных ЛБВ миллиметрового и терагерцевого диапазонов и других приложений. Сетка защищает катод от ионной бомбардировки и позволяет модулировать ток пучка низким напряжением порядка нескольких вольт.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания (№ FSRR-2023-0008).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.А. Бурцев, Ю.А. Григорьев, А.В. Данилушкин, И.А. Навроцкий, А.А. Павлов, К.В. Шумихин, *ЖТФ*, **88** (3), 464 (2018). DOI: 10.21883/JTF.2018.03.45608.2331 [A.A. Burtsev, Yu.A. Grigor'ev, A.V. Danilushkin, I.A. Navrotskii, A.A. Pavlov, K.V. Shumikhin, *Tech. Phys.*, **63** (3), 452 (2018). DOI: 10.1134/S1063784218030040].
- [2] *Сверхширокополосные лампы бегущей волны. Исследование в СВЧ-, КВЧ- и ТГЧ-диапазонах. Внедрение в производство*, под ред. Н.А. Бушуева (Радиотехника, М., 2015).
- [3] M.V. Davidovich, I.S. Nefedov, O.E. Glukhova, M.M. Slepchenkov, *J. Appl. Phys.*, **130** (20), 204301 (2021). DOI: 10.1063/5.0067763
- [4] М.В. Давидович, *ЖТФ*, **92** (9), 1387 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.09.52931.257-21 [M.V. Davidovich, *Tech. Phys.*, **67** (9), 1196 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.09.54684.257-21].
- [5] J. Robertson, *Sci. Eng. R: Reports*, **37** (4-6), 129 (2002). DOI: 10.1016/S0927-796X(02)00005-0
- [6] D. Sunil, V.D. Vankar, K.L. Chopra, *J. Appl. Phys.*, **69** (6), 3719 (1991). DOI: 10.1063/1.348464
- [7] Э.А. Ильичев, А.Е. Кулешов, Г.Н. Петрухин, П.В. Минаков, Г.С. Рычков, В.В. Сень, Е.Г. Тевверовская, *Письма в ЖТФ*, **47** (10), 3 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.10.50963.18705 [E.A. Il'ichev, A.E. Kuleshov, G.N. Petrukhin, P.V. Minakov, G.S. Rychkov, V.V. Sen', E.G. Teverovskaya, *Tech. Phys. Lett.*, **47**, 503 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021050230].
- [8] M.V. Davidovich, R.K. Yafarov, in *2017 Radiation and scattering of electromagnetic waves (RSEMW)* (IEEE, 2017), p. 384–387. DOI: 10.1109/RSEMW.2017.8103680
- [9] М.В. Давидович, Р.К. Яфаров, *ЖТФ*, **89** (8), 1282 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.08.47905.402-18 [M.V. Davidovich, R.K. Yafarov, *Tech. Phys.*, **64** (8), 1210 (2019). DOI: 10.1134/S106378421908005X].
- [10] M.V. Davidovich, I.S. Nefedov, O.E. Glukhova, M.M. Slepchenkov, J.M. Rubi, *Sci. Rep.*, **13**, 19365 (2023). DOI: 10.1038/s41598-023-44900-2