

как электронов, так и ионов. Решение системы (1), (2), (9) в условиях $I_e(0) > 0$, $I_i(0) < 0$ и $|I_e(0)| \approx |I_i(0)|$ позволяет получить осевые распределения концентрации и потенциала с максимумом, хорошо согласующиеся с экспериментально наблюдаемыми в работе [5].

В заключение отметим, что в разряде с полым катодом особенности системы инициирования такого разряда могут в значительной степени влиять на распределение параметров плазмы в полости. Учет этих особенностей при анализе может быть реализован соответствующим выбором граничных условий, в частности, во входном отверстии катодной полости.

Список литературы

- [1] Крейндель Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977.
- [2] Груздев В.А., Осипов И.В., Ремпе Н.Г. // Всесоюз. симпозиум по сильноточной электронике. Томск, 1988. С. 95-97.
- [3] Груздев В.А. // Изв. вузов. Физика. 1970. № 5. С. 136-138.
- [4] Кириченко В.И., Ткаченко В.М., Тютюнник В.Б. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1857-1867.
- [5] Москалев Б.И. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 10. С. 2056-2059.
- [6] Решенов С.П. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 7. С. 1393-1402.

Томский институт автоматизированных систем
управления и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию
30 июля 1991 г.
В окончательной редакции
22 января 1992 г.

01
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 1, 1993

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ПРОВОДНИКА С ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ

В.В.Митянок, Н.А.Поклонский

Исходя из нерелятивистских представлений установлено [1], что проводник с линейно растущим (или убывающим) во времени замкнутым током является источником электростатического поля. Конечно, время жизни такого источника поля принципиально ограничено.

В рамках специальной теории относительности покажем, что однородный проводник электричества, в котором электроны равномерно движутся относительно положительно заряженного фона, порождает электростатическое поле, существующее сколь угодно долго (пока существует ток).

Рассмотрим проводник в виде отрезка прямой нити (провода) длиной L и площадью поперечного сечения S , в котором существует электрический ток

$$\mathbf{I} = -enS\mathbf{v}, \quad (1)$$

где $-e < 0$ — заряд электрона, n — средняя объемная концентрация электронов проводимости, \mathbf{v} — дрейфовая (токовая) скорость.

В нити с током находится nSL электронов проводимости, движущихся со средней скоростью v , и столько же неподвижных положительных зарядов атомных остатков (остовов). Учтем, что в лабораторной системе координат электрические поля, создаваемые подвижными и локализованными зарядами нити, разнятся (следствие преобразований Лоренца). Так, напряженность электрического поля, равномерно движущегося со скоростью v электрона на расстоянии R от него, равна [2]

$$E_{\perp} = -\frac{eR}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 R^3} \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{3/2}},$$

где ϵ_r — изотропная относительная диэлектрическая проницаемость среды между электроном и точкой наблюдения поля, ϵ_0 — электрическая постоянная, $\beta = v/c$, c — скорость света в вакууме, θ — угол между \mathbf{v} и \mathbf{R} .

Напряженность поля от неподвижного положительного заряда $e > 0$ атомного остова равна $E_{+} = eR/(4\pi\epsilon_r\epsilon_0 R^3)$. Суммируя поля от атомных остовов (E_{+}) и электронов проводимости (E_{-}) по всей нити с током, получаем, что на расстоянии R от центра нити в перпендикулярном току направлении релятивистское электростатическое поле

$$E_{\perp} = \frac{enSL}{2\pi\epsilon_r\epsilon_0 R} \left[(L^2 + 4R^2)^{-1/2} - (L^2 + 4R^2(1 - \beta^2))^{-1/2} \right];$$

при $L \rightarrow \infty$ поле $E_{\perp} \rightarrow 0$.

Полю E_{\perp} нити конечной длины с током соответствует потенциал

$$\varphi_{\perp} = \int_R^{\infty} E_{\perp} dR = -\frac{enS}{2\pi\epsilon_r\epsilon_0} \ln \left\{ \frac{L + (L^2 + 4R^2(1 - \beta^2))^{1/2}}{(1 - \beta^2) [L + (L^2 + 4R^2)^{1/2}]} \right\}, \quad (2)$$

где учтено, что в бесконечно удаленной от нити точке $\varphi_{\perp} = 0$.

При $\beta = v/c \ll 1$ из (2) с учетом (1) получаем

$$\varphi_{\perp} = -\frac{I^2 \mu_0}{4\pi\epsilon_r enS} \left[1 + \frac{4R^2}{L^2} \right]^{-1/2}, \quad (3)$$

где $\mu_0 = \epsilon_0^{-1} c^{-2}$ — магнитная постоянная.

Из (3) следует, что при прочих равных условиях индуцируемый постоянным во времени током релятивистский электростатический потенциал φ_{\perp} тем больше, чем меньшим числом электронов проводимости обеспечивается поддержание в нити заданного тока, т.е. чем больше дрейфовая скорость электронов (в сверхпроводниках — токовая скорость движения носителей заряда).

Оценим φ_{\perp} от погруженной в жидкий азот ($\epsilon_r = 1.4$) нити квадратного сечения из кристаллического антимонида индия ($L = 1$ см, $S = 0.3$ мм², $n = 10^{15}$ см⁻³) с симметричными омическими контактами и постоянным во времени током $I = 0.1$ А [3]. Согласно (3), на расстоянии $R = 1$ мм от центра нити $\varphi_{\perp} \approx -14$ мкВ. Вклад в φ_{\perp} от подводящих к нити ток металлических проводов ($n \approx 5 \cdot 10^{22}$ см⁻³) пренебрежимо мал. Уменьшение влияния неоднородности распределения зарядов по нити при измерении $\varphi_{\perp} \propto I^2$ проще реализовать на переменном токе. Возможная инжекция электронов в n -InSb из плоских n^+ -контактов [4] ограничена длиной

Дебая-Хюккеля ≈ 0.1 мкм, так что для регистрации $\varphi_{\perp} \approx -14$ мкВ разность концентраций инжектированных электронов должна быть меньше 10^{10} см $^{-3}$.

Расчет релятивистского электростатического поля плоской проводящей пленки (длиной L , шириной W , площадью поперечного сечения S и толщиной S/W) с плотностью тока I/S проводится аналогично. Для $\beta \ll 1$ электростатический потенциал на расстоянии R от центра пленки в перпендикулярном ее поверхности направлении равен

$$\varphi_{\perp} = -\frac{I^2 \mu_0 L}{8\pi \epsilon_r \epsilon_0 n S W} \ln \left\{ \frac{(L^2 + W^2 + 4R^2)^{1/2} + W}{(L^2 + W^2 + 4R^2)^{1/2} - W} \right\}. \quad (4)$$

Оценим φ_{\perp} от тока в эпитаксиальной пленке n -Si с n^+ -контактами. При комнатной температуре в пленке ($L = W = 1$ мм, $S/W = 1$ мкм, $n = 10^{16}$ см $^{-3}$) можно возбудить постоянный ток $I = 30$ мА [4,5]. Тогда, согласно (4), на „точечном“ электроде, отделенном от пленки слоем аморфного SiO $_2$ толщиной 30 нм ($\epsilon_r = 3.9$), возникает релятивистский электростатический потенциал $\varphi_{\perp} \approx -12$ мкВ.

Отметим, что релятивистское электростатическое поле кристаллического полупроводника n -типа проводимости с током совпадает с полем полупроводника p -типа, если концентрация и дрейфовая скорость движения электронов равны концентрации и дрейфовой скорости дырок (электронных вакансий).

Релятивистское электростатическое поле порождается и сверхпроводником с током. Так, погруженная в жидкий гелий ($\epsilon_r = 1.05$) пленка ($L = W = 1$ см, $S/W = 0.1$ мкм, $n \approx 10^{22}$ см $^{-3}$) с плотностью тока $I/S \approx 10^6$ А/см 2 [6,7] индуцирует, согласно (4), на расстоянии $R = 1$ мм от ее центра электростатический потенциал $\varphi_{\perp} \approx -5$ мкВ.

Итак, справедливость преобразований Лоренца может быть подтверждена не только оптическими [8], но и электрическими измерениями.

Список литературы

- [1] Миллер М.А. // УФН. 1984. Т. 142. № 1. С. 147–158.
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988. 512 с.
- [3] Владимиров В.В., Волков А.Ф., Мейлизов Е.З. Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979. 256 с.
- [4] Ржевский К.С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов. М., 1986. 256 с.
- [5] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. 912 с.
- [6] Жуков А.А., Моцалков В.В. // Сверхпроводимость: физ., хим., тех. 1991. Т. 4. № 5. С. 850–887.
- [7] Кемпбелл А., Иветс Дж. Критические токи в сверхпроводниках. М.: Мир, 1975. 332 с.
- [8] Hils D., Hall J.L. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. N 15. P. 1697–1700.

Белорусский университет
Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
им.А.Н.Севченко
Минск

Поступило в Редакцию
30 июля 1991 г.