

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]

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

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

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

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] Ржевкин К.С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов. М., 1986. 256 с.
- [5] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. 912 с.
- [6] Жукон 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.



Журнал технической физики, 1993, том 63, выпуск 1

Монахов А.Ю., Сатанин А.М. Генерация гармоник в керамических ВТСП	4
Кейлин В.Е., Романовский В.Р. Диффузия тока в сверхпроводящий композит с размытой вольт-амперной характеристикой	10
Баланкин А.С., Яневич Г.Н. О физическом смысле и структуре прочностной составляющей сопротивления высокоскоростному внедрению тонких и компактных тел в полубесконечные среды и макрокинетику проникания	22
Чистяков С.А., Халиков С.В., Яловец А.П. Исследование формирования упругопластических волн в металлической мишени при воздействии потоков заряженных частиц	31
Романовский В.Р. Влияние внешнего магнитного поля на процессы разрушения сверхпроводящего состояния комбинированного провода	41
Кузнецов А.Р., Кузнецов Р.И. Оценка временной стабильности оптических систем	48
Ковтун В.И., Павловский М.Н., Комиссаров В.В., Трефилов В.И. Ударная сжимаемость сфалеритной модификации нитрида бора	54
Слуцкер А.И., Дмитриев А.В., Парфенова Е.Е. Температурная зависимость прочности нитридкремниевой керамики	61
Ибрагимова Д.Ш., Пятилетов Ю.С., Тюпкина О.Г. Влияние подвижности и аннигиляции дислокаций леса на скорость ползучести металлических материалов, упрочненных частицами второй фазы	68
Вагин С.П., Ибрагимова Д.Ш., Пятилетов Ю.С., Тюпкина О.Г., Чаков П.В. Сравнение геометрических параметров движения дислокаций, определяемых в компьютерных и прямых экспериментах	75
Балкарей Ю.И., Евтихов М.Г., Коган А.С. Неустойчивости поперечных мод в полупроводниковом интерферометре Фабри-Перо	87
Олейник А.С. Оптические параметры пленочных реверсивных сред $Al-VO_2-AK-113\Phi$ и $Al-VO_2-Al_2O_3$	97
Всеволодов Н.Н., Котов В.Б., Салахутдинов В.К. Взаимодействие световой волны с объемной дифракционной решеткой в динамической фоточувствительной среде	104
Андреев А.Ц., Васильев В.Д., Козлов В.А., Шубочкин Р.Л. Фазовая невзаимность в волоконном кольцевом интерферометре с неидеальным пространственным фильтром	116

Дмитриев И.С., Николаев В.С. Об изменении параметров неравновесного зарядового распределения в пучках быстрых ионов при увеличении толщины перезарядной мишени	122
Подласкин Б.Г., Романова Е.П., Токранова Н.А., Юферев В.С. Математическая модель мультискана II. Анализ погрешности	131
Жмендак А.В., Павлов С.Н. Инжектор электронов для ускорительно-накопительного комплекса ИЯИ АН Украины	141
Затовский А.В., Звелиндовский А.В., Лисы В. Коллективные возбуждения мицелл и везикул	151
Шпак Е.В. Осесимметричная трехэлектродная система с инвариантной фокусировкой для пучка с конечным эмиттансом	162
Коржуев М.А., Свечникова Т.Е., Милых А.Н. Нелинейные ВАХ в монокристаллах Bi_2Te_3, легированных медью	166
Лупейко А.В., Петров Н.И., Чернов Е.Н. Наблюдение эффекта отталкивания в ориентировке "молниевое" разряда на изолированные тела	171
Завилопуло А.Н., Шпеник О.Б., Жуков А.И., Снегурский А.В. Источник пучков метастабильных частиц с электронным возбуждением	175
Котов В.М. Комбинированное переключение оптических каналов 2x2	180
Бурдовицин В.А., Галанский В.Л., Груздев В.А., Зеленский В.И., Репин М.Ф. Аксиальное распределение параметров плазмы в катодной полости отражательного разряда	184
Митянок В.В., Поклонский Н.А. Релятивистское электростатическое поле проводника с постоянным током	189
Курилкина С.Н., Казаков Н.П., Юрченко К.Г. Акустические волны на поверхности пьезокристалла, возмущенной внешним периодическим электрическим полем	192
Антинян М.А., Галечян Г.А., Тавакалян Л.Б. Сдвиг фаз между колебаниями различных компонент плазмы и звуковой волной в разряде азота	197
Андреев Д.А., Богомаз А.А., Рутберг Ф.Г., Шакиров А.М. Ускорение тел малой массы сильноточным разрядом типа Z-пинч при высокой начальной плотности	203