

КОЛИЧЕСТВЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОТЕНЦИАЛА В ПЛОСКОМ МАГНЕТРОНЕ

А. А. Янкина

Проведены количественные расчеты распределения потенциала для двух режимов: $H < H_{кр}$ и $H > H_{кр}$. При расчетах использован несколько измененный метод последовательных приближений.

1. МЕТОД РАСЧЕТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА

В первой статье, посвященной исследованию стационарного режима в плоском магнетроне [1], указано, что при заданном виде распределения потенциала все остальные характеристики стационарного режима весьма легко определяются, и дано качественное исследование распределения потенциала. Однако система уравнений задачи (1), (5), (7) и (8)* не позволяет выразить зависимость φ от x через известные функции.

Наша задача заключается в определении распределения потенциала в плоском магнетроне, если заданы магнитное поле H , плотность тока эмиссии i_s , расстояние между электродами d и потенциал анода φ_a . В дальнейшем основное внимание обратим на наиболее сложный и практически интересный для современных магнетронов случай, когда существует минимум потенциала.

Задача может быть решена количественно в каждом конкретном случае (при заданных условиях эмиссии и граничных условиях) путем приближенных вычислений, если, задаваясь распределением потенциала, найти x из (7), затем ρ из (1), (5) и, наконец, новые значения потенциала из (8). Решение приемлемо, если вновь полученные значения потенциала удовлетворительно совпадают с первоначально принятыми значениями. Число приближений, приводящих с достаточной точностью к нужному результату, находится в тесной связи с выбором нулевого приближения.

При выборе нулевого приближения для распределения потенциала необходимо учесть следующее. Влияние магнитного поля на распределение потенциала в плоском магнетроне связано с учетом в уравнении (3) членов $\omega^2 x^2$ и $2\omega y_0 x$. Значит, действие магнитного поля на распределение потенциала у катода (при достаточно малом x) невелико. Поэтому нулевое приближение состоит из двух частей:

1) от катода до минимума потенциала (x_m, φ_m) распределение строится с учетом начальных скоростей электронов в отсутствие магнитного поля на основании результатов работ Лэнгмюра [2,3];

2) кривая распределения потенциала от минимума потенциала до анода строится, принимая во внимание магнитное поле, но без учета начальных скоростей электронов, на основании результатов работ [4-6].

Интересно заметить, что степень сходимости может быть существенно улучшена за счет некоторого видоизменения метода последова-

* Такая нумерация уравнений принята в первой статье; двойная нумерация относится к соотношениям данной статьи.

тельных приближений. Смысл этого видоизменения заключается в следующем.

Пусть, задавая некоторым значением величины α , характеризующей решение, из системы уравнений задачи получено новое значение той же величины α' . Цель отыскания истинного решения будет достигнута, если $\alpha' = \alpha$. Рассмотрим две пары значений: 1) $\alpha = \alpha_1$ и соответственно $\alpha' = \alpha'_1$, 2) $\alpha = \alpha_2$ и $\alpha' = \alpha'_2$.

Воспользуемся прямоугольной системой координат, где по оси абсцисс откладывается α , и по оси ординат α' (рис. 1). Если точки $A_1(\alpha_1; \alpha'_1)$ и $A_2(\alpha_2; \alpha'_2)$ близки друг к другу или есть основания считать зависимость α от α' приблизительно линейной, то истинное решение $\alpha' = \alpha$ найдется с достаточной точностью в точке K пересечения прямой $A_1 A_2$ (или ее продолжения) с прямой $\alpha' = \alpha$. В порядке уточнения метода целесообразно рассмотреть третью пару значений $\alpha = \alpha_3$, $\alpha' = \alpha'_3$ (точка A_3 на рис. 1), например, при $\alpha_3 = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$. Тогда зависимость α' от α может быть аппроксимирована параболой, проходящей через точки A_1, A_2, A_3 , а пересечение этой кривой с прямой $\alpha' = \alpha$ в точке N дает (с некоторой степенью точности) истинное решение. Дальнейшее уточнение результата в случае необходимости может быть достигнуто повторением описанного метода.

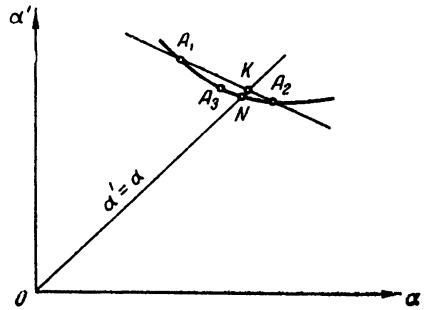


Рис. 1.

2. РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА

Рассмотрим случай, когда магнитное поле меньше или равно критическому значению. Вычисление распределения потенциала φ в следующем приближении по заданному распределению φ , например, вычисление φ в первом приближении на основании нулевого приближения проводится следующим образом. В связи с (6) можно с помощью семейства прямых (9) построить область интегрирования при вычислении ρ' и ρ'' по (5) для каждой точки x межэлектродного пространства. Очевидно, что область интегрирования (5) для каждого x определяется с учетом положения прямой (9) не только при данном x , но, вообще говоря, и при других значениях x , причем всегда по данному распределению ψ область интегрирования как для ρ' , так и для ρ'' при каждом x без труда определяется однозначно.

Относительная погрешность в наших вычислениях должна быть не более 0,5%; для этого абсолютная погрешность при вычислении отдельных слагаемых в выражении ρ должна быть не более чем 10^{-3} . Для контроля погрешности служит прием увеличения числа интервалов при интегрировании вдвое, что не должно менять третьего знака после запятой в величине ρ .

Зная плотность объемного заряда в каждой точке x , можно вычислить распределение потенциала по формуле:

$$\varphi = \int_0^x \frac{d\psi}{dx} dx, \tag{2.1}$$

учитывая выражение

$$\frac{d\psi}{dx} = \left(\frac{d\psi}{dx} \right)_k - \frac{eH^2}{mc^2} x + 4\pi \int_0^x \rho dx, \quad (2.2)$$

где

$$\left(\frac{d\psi}{dx} \right)_k = \left(\psi_a + \frac{eH^2}{2mc^2} d^2 - 4\pi \int_0^d dx \int_0^x \rho dx \right) d^{-1}.$$

Степень точности численного интегрирования по (2.1) и (2.2) будет, очевидно, расти с уменьшением шагов, т. е. расстояний между точками x , в которых принимаются во внимание значения ρ .

Поскольку наша цель заключается, прежде всего, в достаточно точном вычислении распределения потенциала вблизи катода, целесообразно брать весьма малые шаги в I области, которая простирается от катода до минимума потенциала и захватывает некоторый участок вслед за минимумом потенциала, а в последующей области II до анода для сокращения объема вычислений шаги берутся настолько большими, что на протяжении каждого шага изменение ψ и ρ является весьма существенным. Поэтому наши результаты могут претендовать на значительную степень точности именно в области вблизи катода, включая минимум потенциала и некоторый участок вслед за ним. Допускаемая при этом заведомая неточность в вычислениях распределения потенциала в последующей области вплоть до анода, очевидно, не может существенно нарушить точность оценки ρ и ψ в I области, поскольку в ходе вычислений, при достаточно большом φ_a ($H < H_{кр}$), плотность пространственного заряда во II области будет невелика или даже с практически достаточной степенью точности близка к нулю. Следовательно, даже значительная относительная погрешность в оценке ρ (и соответствующего значения ψ) во II области мало скажется на оценке обратного потока электронов в I области, что и будет означать, что точность вычислений ρ и ψ в I области не может быть таким образом существенно нарушена.

В качестве числового примера расчета распределения потенциала рассмотрим случай, когда $d = 0,5$ см, $i_s = 0,5$ а · см⁻², $H = 100$ эрстед, $\varphi_a = 1,308$ (т. е. 392,4 в).

Расчеты показывают, что чем ниже лежит кривая $\psi = \psi(x)$, взятая за основу вычислений, тем выше получаем следующее приближение, и, наоборот, основываясь на более верхней кривой распределения потенциала, спускаемся в следующем приближении ниже всех предшествующих кривых. Отсюда можно сделать вывод: истинное распределение потенциала находится в области, близкой к нулевому приближению; эту область мы сразу „перескакиваем“, пользуясь обычным методом последовательных приближений. Этот метод не дает здесь удовлетворительных результатов. Поэтому при расчете распределения приведенного потенциала в плоском магнетроне необходимо использовать то видоизменение метода последовательных приближений, которое описано в первом разделе данной статьи.

Одной парой заданного и полученного потенциала будут служить ψ_0 и ψ_1^* . Для выбора других пар заметим, что заданное и полученное ψ должны быть по возможности близки друг к другу, и потому роль следующей пары не могут играть ψ_1 и ψ_2 . Если же мы зададимся $\psi > \psi_0$ или $\psi < \psi_1$, то, как отмечено выше, получим соответственно $\psi < \psi_1$ или $\psi > \psi_2$, т. е. расхождение между заданным и полученным ψ возрастет.

* Обозначим значения ψ в нулевом приближении через ψ_0 , тогда ψ_1 и ψ_2 — соответственно первое и второе приближение распределения приведенного потенциала.

Итак, нужно задаться распределением потенциала, лежащим между ψ_0 и ψ_1 . Как обычно в приближенных вычислениях, в отсутствие особых оснований для иного выбора, берем в качестве промежуточного значения среднее арифметическое из ψ_0 и ψ_1 . Это значение $\psi_{\text{ср}} = (\psi_0 + \psi_1)/2$ и соответствующее полученное ψ' (таблица 1) представляю вторую пару заданного и полученного ψ . Построим для данного случая рисунок, аналогичный рисунку 1, откладывая по оси абсцисс заданное ψ и по оси ординат полученное ψ . Для точки A_1 $\psi_{\text{зад}} = \psi_0$, $\psi_{\text{пол}} = \psi_1$; для точки A_2 $\psi_{\text{зад}} = \psi_{\text{ср}}$, $\psi_{\text{пол}} = \psi'$.

Желая проверить, в какой мере зависимость $\psi_{\text{пол}}$ от $\psi_{\text{зад}}$ является линейной, примем во внимание, как указано в первом разделе, в качестве заданного $\psi = \psi_{\text{с}}$ среднее арифметическое из ψ_0 и $\psi_{\text{ср}}$ и получим соответственно $\psi = \psi'_{\text{с}}$ (см. таблицу 1), что изображено точкой A_3 на рис. 1. Имея три пары значений $\psi_{\text{пол}}$ и $\psi_{\text{зад}}$ для каждой точки x межэлектродного пространства, можем написать три соотношения:

$$\psi_{\text{пол}} = a + b\psi_{\text{зад}} + c\psi_{\text{зад}}^2, \quad (2.3)$$

откуда легко определить a , b и c и, таким образом, аппроксимировать зависимость $\psi_{\text{пол}}$ от $\psi_{\text{зад}}$ в виде параболы. Решая совместно уравнение этой параболы и уравнение прямой $\psi_{\text{пол}} = \psi_{\text{зад}}$, находим положение точки N (рис. 1), т. е. вычисляем значение $\psi = \psi_N$ (см. графу 9 таблицы 1). Этот прием использован в наших вычислениях для той области I вблизи катода (a именно от $x = 0$ до $x = 0,01$), где целью является вычисление ψ с высокой степенью точности. Интересно заметить, что ввиду малости коэффициента c зависимость $\psi_{\text{пол}}$ от $\psi_{\text{зад}}$ близка к линейной. Во II области (от $x = 0,01$ до $x = 0,5$), где вследствие выбора значительных шагов вычисления не претендуют на большую точность, третья пара значений ($\psi_{\text{с}}$ и $\psi'_{\text{с}}$) не использована в вычислениях. Иными словами, принята линейная аппроксимация зависимости $\psi_{\text{пол}}$ от $\psi_{\text{зад}}$, и значения $\psi = \psi_{\text{к}}$, указанные в графе 9 таблицы 1, получены как точки пересечения прямой $\psi_{\text{пол}}$, проходящей через точки A_1 (ψ_0 , ψ_1) и A_2 ($\psi_{\text{ср}}$, ψ'), с прямой $\psi_{\text{пол}} = \psi_{\text{зад}}$.

Дальнейшее уточнение полученных результатов (путем повторного применения нашего метода вычислений, как указано в разделе 1) не проводится по соображениям, изложенным ниже (см. раздел 3).

На основании значений приведенного потенциала ψ в графе 10 указаны значения потенциала φ , вычисленные по уравнению (6).

Для сравнения был проведен расчет распределения потенциала для того же случая ($d = 0,5$ см, $H = 100$ эрстед, $\varphi_a = 392,4$ в, $T = 1150^\circ\text{K}$, $i_s = 0,5$ а · см⁻²) без учета начальных скоростей электронов. Результаты $\varphi_{\text{б}}$ представлены в графе 11 таблицы 1.

Кроме того, было вычислено также распределение потенциала для аналогичного случая ($d = 0,5$ см, $i_s = 0,5$ а · см⁻², $T = 1150^\circ\text{K}$, $\varphi_a = 392,4$ в) без магнитного поля, но с учетом распределения скоростей электронов. Результаты указаны в графе 12 таблицы 1.

Результаты расчета, представленные в таблице 1, означают, что в данном случае имеет место случай III качественного исследования (см. статью [1]).

Расчет распределения потенциала в режиме $H > H_{\text{кр}}$ в основных чертах таков же, как при $H \leq H_{\text{кр}}$. В качестве числового примера расчета рассмотрим случай $d = 0,5$ см, $i_s = 0,5$ а · см⁻², $H = 200$ эрстед, $\varphi_a = 392,4$ в, $T = 1150^\circ\text{K}$.

Обозначим значения φ в нулевом приближении через φ_0 , а значения ψ в нулевом приближении через ψ_0 , в первом приближении через ψ_1 , среднее арифметическое нулевого и первого приближения через $\psi_{\text{ср}}$ и полученное на основе последнего через ψ' . Результаты вычислений этих величин для нашего случая представлены в графах 1 ÷ 6 таблицы 2

Таблица Г

x	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
	φ_0	φ_0	φ_0	ψ_1	ψ_{cp}	ψ'	ψ_c	ψ_c	ψ_c	ψ_c	ψ_B	ψ_D
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,0001	-0,00012	-0,00012	-0,00012	-0,00010	-0,00011	-0,00030	-0,00012	-0,00019	-0,00012	-0,00012	0,00002	-0,00011
0,0002	-0,00022	-0,00022	-0,00022	-0,00017	-0,00019	-0,00057	-0,00021	-0,00035	-0,00022	-0,00022	0,00005	-0,00021
0,0004	-0,00037	-0,00037	-0,00037	-0,00026	-0,00032	-0,00108	-0,00034	-0,00063	-0,00034	-0,00034	0,00008	-0,00036
0,0006	-0,00048	-0,00048	-0,00048	-0,00031	-0,00040	-0,00152	-0,00044	-0,00086	-0,00046	-0,00046	0,00015	-0,00046
0,0008	-0,00055	-0,00055	-0,00055	-0,00034	-0,00044	-0,00195	-0,00050	-0,00107	-0,00054	-0,00054	0,00023	-0,00055
0,001	-0,00060	-0,00060	-0,00060	-0,00033	-0,00046	-0,00234	-0,00053	-0,00124	-0,00060	-0,00060	0,00031	-0,00058
0,0015	-0,00066	-0,00066	-0,00067	-0,00026	-0,00047	-0,00325	-0,00057	-0,00162	-0,00064	-0,00063	0,00052	-0,00063
0,0017	-0,00067	-0,00067	-0,00068	-0,00021	-0,00045	-0,00374	-0,00056	-0,00174	-0,00065	-0,00064	0,00064	-0,00064
0,0020	-0,00061	-0,00062	-0,00062	-0,00012	-0,00037	-0,00405	-0,00050	-0,00190	-0,00059	-0,00058	0,00077	-0,00062
0,0025	-0,00044	-0,00044	-0,00046	0,00006	-0,00020	-0,00480	-0,00033	-0,00214	-0,00013	-0,00041	0,00104	-0,00055
0,0030	-0,00023	-0,00023	-0,00026	0,00026	0	-0,00550	-0,00013	-0,00234	-0,00023	-0,00020	0,00132	-0,00044
0,0035	0,00001	-0,00003	0,00003	0,00049	0,00023	-0,00615	0,00010	-0,00252	-0,00001	0,00003	0,00163	-0,00030
0,004	0,00027	0,00022	0,00022	0,00074	0,00048	-0,00678	0,00035	-0,00266	0,00024	0,00029	0,00195	-0,00013
0,007	0,00220	0,00206	0,00206	0,00250	0,00228	-0,00999	0,00217	-0,00314	0,00207	0,00221	0,00412	0,00131
0,01	0,00454	0,00425	0,00425	0,00465	0,00445	-0,01245	0,00435	-0,00305	0,00426	0,00455	0,00665	0,00327
0,02	0,01431	0,01314	0,01314	0,01319	0,01317	-0,01777	0,01315	-0,00068	0,01314	0,01431	0,01684	0,01213
0,03	0,02619	0,02355	0,02355	0,02347	0,02351	-0,01938	0,02353	0,00438	0,02355	0,02619	0,02888	0,02340
0,04	0,03962	0,03493	0,03493	0,03440	0,03466	-0,01926	0,03480	0,01048	0,03493	0,03962	0,04238	0,03643
0,05	0,05432	0,04700	0,04700	0,04639	0,04669	-0,01669	0,04685	0,01834	0,04700	0,05432	0,05740	0,05076
0,10	0,14234	0,11304	0,11304	0,11073	0,11188	-0,01126	0,11246	0,00663	0,11304	0,14234	0,14564	0,13786
0,15	0,21857	0,18265	0,18265	0,18131	0,18198	0,06160	0,18232	0,12602	0,18265	0,24857	0,25178	0,24328
0,20	0,36894	0,25174	0,25174	0,24892	0,25084	0,11940	0,25129	0,19125	0,25174	0,36894	0,37195	0,38131
0,25	0,50132	0,31820	0,31820	0,31744	0,31782	0,18974	0,31801	0,26020	0,31820	0,50132	0,50405	0,51396
0,30	0,64435	0,38065	0,38065	0,37935	0,38000	0,25970	0,38038	0,32473	0,38065	0,64435	0,64854	0,65650
0,35	0,79712	0,43820	0,43820	0,43788	0,43804	0,33865	0,43812	0,39324	0,43820	0,79712	0,79913	0,80721
0,40	0,95897	0,49017	0,49017	0,48822	0,48970	0,41234	0,48998	0,45374	0,49017	0,95897	0,96055	0,96542
0,45	1,12939	0,53607	0,53607	0,53600	0,53693	0,49604	0,53605	0,51804	0,53697	1,12939	1,13031	1,13034
0,50	1,30800	0,57550	0,57550	0,57550	0,57550	0,57550	0,57550	0,57550	0,57550	1,30800	1,30800	1,30800

Таблица 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
x	r_0	ψ_0	ψ_1	ψ_{cp}	ψ'	ψ	φ	φ_B	φ_L
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,0001	-0,00016	-0,00016	-0,00011	-0,00014	-0,00037	-0,00016	-0,00016	0,00001	-0,00011
0,0002	-0,00026	-0,00026	-0,00020	-0,00023	-0,00071	-0,00026	-0,00026	0,00003	-0,00021
0,0004	-0,00042	-0,00042	-0,00034	-0,00038	-0,00136	-0,00042	-0,00042	0,00007	-0,00036
0,0006	-0,00055	-0,00055	-0,00043	-0,00049	-0,00195	-0,00054	-0,00054	0,00012	-0,00046
0,0008	-0,00065	-0,00066	-0,00051	-0,00058	-0,00251	-0,00065	-0,00064	0,00018	-0,00055
0,0010	-0,00072	-0,00073	-0,00055	-0,00064	-0,00305	-0,00072	-0,00071	0,00024	-0,00058
0,0015	-0,00086	-0,00089	-0,00061	-0,00075	-0,00431	-0,00088	-0,00088	0,00040	-0,00063
0,0020	-0,00094	-0,00099	-0,00066	-0,00080	-0,00548	-0,00098	-0,00093	0,00060	-0,00062
0,0025	-0,00098	-0,00105	-0,00067	-0,00081	-0,00657	-0,00103	-0,00096	0,00080	-0,00055
0,0030	-0,00099	-0,00109	-0,00068	-0,00082	-0,00758	-0,00106	-0,00096	0,00102	-0,00044
0,0035	-0,00089	-0,00103	-0,00069	-0,00070	-0,00856	-0,00100	-0,00086	0,00125	-0,00030
0,004	-0,00073	-0,00092	-0,00063	-0,00058	-0,00948	-0,00090	-0,00071	0,00148	-0,00013
0,007	0,00067	0,00010	0,00078	0,00044	-0,01454	0,00012	0,00069	0,00312	0,00131
0,01	0,00254	0,00137	0,00206	0,00171	-0,01890	0,00128	0,00255	0,00499	0,00327
0,02	0,01070	0,00601	0,00638	0,00619	-0,03164	0,00601	0,01070	0,01235	0,01213
0,03	0,02095	0,01040	0,01058	0,01049	-0,04221	0,01040	0,02095	0,02096	0,02340
0,04	0,03282	0,01467	0,01369	0,01388	-0,05253	0,01407	0,03282	0,03047	0,03643
0,05	0,04609	0,01679	0,01614	0,01646	-0,06172	0,01679	0,04609	0,04071	0,05076
0,07	0,07639	0,01896	0,01713	0,01805	-0,08061	0,01897	0,07640	0,06314	0,08293
0,09	0,11142	0,01649	0,01342	0,01495	-0,09900	0,01653	0,11146	0,08814	0,11876
0,11	0,15141	0,00950	0,00512	0,00731	-0,11625	0,00958	0,15149	0,11628	0,15768
0,13	0,19199	0	-0,00654	-0,00327	-0,12954	0,00018	0,19217	0,19799	0,21389
0,15	0,25800	-0,00570	-0,02089	-0,01329	-0,13904	-0,00466	0,25904	0,25799	0,24328
0,17	0,31800	-0,02071	-0,03850	-0,02960	-0,14962	-0,01916	0,31955	0,31798	0,28912
0,19	0,37800	-0,04509	-0,06238	-0,05373	-0,16657	-0,04353	0,37798	0,37526	0,35926
0,21	0,43800	-0,07985	-0,09496	-0,08691	-0,19258	-0,07740	0,43945	0,43797	0,40655
0,23	0,49800	-0,12199	-0,13705	-0,19252	-0,22800	-0,12063	0,49936	0,49797	0,45946
0,25	0,55800	-0,17450	-0,18833	-0,18114	-0,27259	-0,17325	0,55925	0,55797	0,51396
0,30	0,70800	-0,34680	-0,35791	-0,32535	-0,42528	-0,34580	0,70900	0,70795	0,65550
0,35	0,85800	-0,57770	-0,58603	-0,58187	-0,63657	-0,57696	0,85874	0,85795	0,80721
0,40	1,00800	-0,86720	-0,87275	-0,86998	-0,90646	-0,86670	1,00850	1,00793	0,95542
0,45	1,15800	-1,21530	-1,21808	-1,21498	-1,23495	-1,21505	1,15825	1,15793	1,13037
0,50	1,30800	-1,62200	-1,62200	-1,62200	-1,62200	-1,62200	1,30800	1,30800	1,30800

Распределение приведенного потенциала ψ , указанное в графе 7 таблицы 2, получено путем линейной аппроксимации зависимости $\psi_{\text{пол}}$ от $\psi_{\text{зад}}$ по двум парам значений:

$$1) \psi_{\text{зад}} = \psi_0, \psi_{\text{пол}} = \psi_1; \quad 2) \psi_{\text{зад}} = \psi_{\text{ср}}, \psi_{\text{пол}} = \psi'.$$

Значения ψ находятся из совместного рассмотрения этой линейной аппроксимации и прямой $\psi_{\text{пол}} = \psi_{\text{зад}}$ (см. рис. 1). Дальнейшее уточнение полученных результатов не является необходимым, как видно из третьего раздела данной статьи.

По значениям ψ на основании (6) найдено распределение потенциала φ , указанное в графе 8 таблицы 2.

Для сравнения в графе 9 даны результаты вычислений для того же случая ($d = 0,5 \text{ см}$, $H = 200 \text{ эрстед}$, $\varphi_a = 1,308$, $i_s = 0,5 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$, $T = 1150^\circ\text{К}$) по уравнениям Брауде, а в графе 10—значения $\varphi = \varphi_n$ для аналогичного случая ($d = 0,5 \text{ см}$, $i_s = 0,5 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$, $T = 1150^\circ\text{К}$, $\varphi_a = 1,308$) без магнитного поля, но с учетом распределения скоростей электронов. Как видно из сравнения, распределение потенциала вблизи катода заметно отличается в данном случае от лэнгмюровского распределения и тем более от распределения Брауде, причем магнитное поле приводит к существенному увеличению глубины минимума потенциала, в области, близкой к аноду (от $x = 0,15$ до $x = 0,5$) φ близко к φ_B , и относительное различие между ними сглаживается по мере приближения к аноду.

Результаты расчета, приведенные в таблице 2, показывают, что при таких условиях осуществляется случай III качественного исследования (см. статью [1]); распределение приведенного потенциала согласуется с кривой $\psi = \psi(x)$, изображенной на рис. 4 статьи [1].

В заключение заметим, что расчет распределения приведенного потенциала при магнитном поле, достаточно превышающем $H_{\text{кр}}$, можно проводить иным путем, если значения анодного потенциала и расстояние между электродами не считаются фиксированными величинами, а речь идет о выяснении характера зависимости φ от x . Полезно заметить, что в этом случае величина ρ в каждой точке зависит лишь от условий в последующих точках.

3. КОНТРОЛЬ СПРАВЕДЛИВОСТИ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для проверки ценности принятого метода и для контроля отсутствия существенных ошибок в вычислениях приведем по принятому методу вычисление распределения потенциала, исходя из заданного ψ .

При этом, однако, еще раз необходимо подчеркнуть (см. обоснование метода), что наши результаты претендуют на достоверность в I области вблизи катода, включая минимум потенциала и некоторый участок вслед за ним. В последующей второй области результаты носят более грубый характер и контрольное вычисление нецелесообразно, так как если даже значения ψ , указанные в графе 9 таблицы 1 или в графе 7 таблицы 2, являются, истинными, то ввиду крупных шагов, принятых во II области, нельзя, очевидно, ожидать совпадения вновь полученных значений ψ с принятыми значениями. С этой точки зрения операция контрольной проверки результатов представляет интерес только для I области. Такая проверка более желательна для таблицы 2, чем для таблицы 1. Дело в том, что результаты, представленные в таблице 2, основаны на линейной аппроксимации зависимости $\psi_{\text{пол}}$ от $\psi_{\text{зад}}$, тогда как лишние две графы таблицы 1 (ψ_c и ψ'_c) обеспечивают параболическую аппроксимацию той же зависимости; последнее приводит к некоторому повышению точности результата.

Проверка дала результаты, представленные в таблице 3, где ψ

взято из таблицы 2, а ψ_k представляет результат контрольных вычислений.

В последующей области (как и следовало ожидать в связи с наличием крупных шагов) достаточное согласие между заданными и полученными значениями ψ отсутствует.

Таблица 3

x	ψ	ψ_k
0	0	0
0,0001	-0,00016	-0,00014
0,0002	-0,00026	-0,00024
0,0004	-0,00042	-0,00042
0,0006	-0,00054	-0,00056
0,0008	-0,00065	-0,00067
0,0010	-0,00072	-0,00075
0,0015	-0,00088	-0,00092
0,0020	-0,00098	-0,00101
0,0025	-0,00103	-0,00107
0,0030	-0,00106	-0,00107
0,0035	-0,00100	-0,00107
0,0040	-0,00090	-0,00100

Удовлетворительное совпадение значений ψ и ψ_k в I области (см. таблицу 3) свидетельствует о том, что принятый метод дает надежные результаты в этой области. Последнее относится не только к таблице 2, но и к таблице 1 (на основании отмеченной выше повышенной точности вычислений в таблице 1).

Первой областью в этом случае следует считать участки вблизи катода, где шаги достаточно малы (т. е. интервал от $x=0$ до $x \approx 0,004$).

Приведенные количественные расчеты показывают, что магнитное поле влияет на распределение потенциала. В режиме $H < H_{кр}$ это влияние более существенно в области за минимумом потенциала; при $H > H_{кр}$ магнитное поле приводит к существенному увеличению глубины минимума потенциала.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. А. Янкина, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **2**, 246 (1959).
2. J. Langmuir, Phys. Rev., **21**, 419 (1923).
3. J. Langmuir, K. K. Compton, Rev. Mod. Phys., **3**, 191 (1931).
4. С. Я. Брауде, ЖЭТФ, **5**, 621 (1935).
5. С. Я. Брауде, ЖТФ, **10**, 217 (1940).
6. L. Page, N. J. Adams, Phys. Rev., **69**, 492 (1946).

Горьковский педагогический институт

Поступила в редакцию
10 июня 1958 г.