

С 344. 1и

329/71
11

(73)

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
М-358 ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P 13 - 5504



А.Т. Матюшин, В.Т. Матюшин

О ПРИМЕНЕНИИ
ДЕБАЕВСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ
К ПЕРЕХОДУ ЛАВИНЫ В СТРИМЕР

1970

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Матюшин А.Т., Матюшин В.Т.

P13-5504

О применении дебаевского приближения к переходу лавины в стример

Рассматривается развитие лавины и стримера в газе в однородном электрическом поле с учетом дебаевского радиуса экранирования. На основе лангмюровского определения плазмы при некоторых упрощениях получен подтверждаемый известными экспериментальными данными критерий перехода лавины в стример, с помощью которого объясняется эмпирическая константа $\alpha_{\text{кп}}$ стримерной теории и предсказывается ее поведение при изменении E/p . Критерий не противоречит условиям Леба, Мика, Ретера. Приводятся некоторые соотношения в применении к стримерным камерам.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1970

Matyushin A.T., Matyushin V.T.

P13-5504

The Debye Approximation Applied to the Avalanche to Streamer Transition

The development of the avalanche and streamer in gas in a homogeneous electrical field is studied taking account of the Debye screening radius. Basing on the Langmuir plasma determination, a criterion for the avalanche to streamer transition is obtained, after some simplifications, which is proved by available experimental data. With the aid of this criterion an empirical constant $\alpha_{\text{кп}}$ of streamer theory is explained and the behaviour of this constant when changing E/p is predicted. The criterion does not contradict to the Loeb, Meek and Raether conditions. Some ratios applied to the streamer chambers are given.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1970

P 13 - 5504

А.Т. Матюшин, В.Т. Матюшин

О ПРИМЕНЕНИИ
ДЕБАЕВСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ
К ПЕРЕХОДУ ЛАВИНЫ В СТРИМЕР

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

По мере развития электронной лавины в газе под действием электрического поля нарастают концентрации электронов n_e и положительных ионов n_i с температурой T_e и T_i соответственно в области головки лавины, постепенно превращая эту область в хорошо проводящую плазму. В соответствии с определением, введенным Ленгмюром ^{/1/}, ионизированный газ называется плазмой, если дебаевский радиус экранирования h мал по сравнению с размерами объема, занимаемого ионизированным газом. В обычном газовом разряде ($T_e > T_i$) неизотермическая плазма, содержащая в основном однозарядные ионы, возникает, если в некоторой области, например в сфере радиуса r , выполняется условие ^{/2/}

$$r \gg h = 5 \sqrt{\frac{T_e}{n}} \quad (1)$$

или в более общем виде:

$$r \gg h = \sqrt{\frac{U}{4\pi n q}} \quad (2)$$

где q - заряд, U - средняя энергия электронов (в).

Если r - радиус головки лавины, то в процессе ее развития (рис. 1) в какой-то момент времени ($t = T_{\text{п}}$) условие (2) будет выполнено и внутри головки появится область, где сохраняется электрическая квазинейтральность ($n_i \approx n_e = n$), т.е. область хорошо проводящей плазмы, которая искажает электрическое поле, резко усиливая его напряженность на краях плазменной области, обращенных к аноду и катоду (по полю и против него), что приводит к ускорению процесса ионизации в этих местах. Поэтому область плазмы как бы вытягивается вдоль поля, причем ионизация идет как за счет электронных столкновений, так и за счет излучения самой плазмы. Вытянутая форма плазменной области способствует дальнейшему усилению напряженности поля на ее анодном и катодном концах, и процесс нарастает лавинообразно - появляются анодный и катодный стримеры.

Таким образом, стримерное развитие разряда начинается с момента появления плазмы в головке лавины, а она, в свою очередь, возникает при выполнении условия (2). Считая, что при этом $r = r_{\text{кр}}$, выражение (2) удобно переписать:

$$\frac{r_{\text{кр}}}{h} = m \quad (m \gg 1) \quad (3)$$

где m можно считать константой для данного газа в достаточно широких пределах изменения E , p и pd (E - поле, p - давление, d - зазор) обычного газового разряда, поскольку форма головки лавины одна и та же - близкая к сферической, возникающая область плазмы - шар (рис. 1), а поле на поверхности шара не зависит от его диаметра ($E_{\text{max}} = 3E_0$). При этом, конечно, дебаевский радиус h должен быть велик по сравнению со средним расстоянием между ионами $\approx \sqrt[3]{n}$, а величина pd достаточна для перехода головки лавины в плазму до того, как лавина достигнет анода.

Точное значение m может быть вычислено из экспериментальных данных, но уже при $m = 10$, $n_1 = n_0$ с точностью до 1% /4/. Зная m , из (3) можно получить основные количественные соотношения между различными параметрами газового разряда. С этой точки зрения в первую очередь интересно рассмотреть эмпирическую константу $\alpha x_{кр} \approx 20$ (α — коэффициент ионизации Таунсенда, $x_{кр}$ — лавина критической длины), фигурирующую в стримерной теории, развитой Лебом, Миком и Петером /5,6,7/.

Для более детального рассмотрения развитие разряда следует разделить на лавинную и стримерную стадии, причем для удобства сравнения с экспериментальными данными давление можно считать равным атмосферному ($p = 760$ тор).

Лавинная стадия

Известно, что радиус головки лавины в процессе размножения электронов в электрическом поле E растет за счет электростатического расталкивания и диффузии /8/:

$$r^3 = \frac{3q(e^{\alpha x} - e^{\alpha x_0})}{\alpha E} + r_0^3, \quad (4)$$

где x_0 — длина лавины, когда электростатическое расталкивание еще несущественно ($e^{\alpha x_0} \approx 10^6$), r_0 — радиус, определяемый диффузией.

Экспериментальные данные /9/ подтверждают, что при большом усилении лавины радиус головки ее за счет сил электростатического расталкивания существенно превышает диффузионный $r = (3-5) r_0$.

При больших перенапряжениях, которые возникают в импульсных разрядниках, искровых и стримерных камерах, рост радиуса головки

лавины происходит главным образом за счет расталкивания под действием радиального поля пространственного заряда $E_r = \frac{qN}{r^2}$ (N - число электронов в головке), а диффузионным расталкиванием можно пренебречь.

Тогда из (4) можно найти радиус головки лавины:

$$r^3 = \frac{3qN}{\alpha E}, \quad (5)$$

При более точном расчете надо учитывать некоторое снижение коэффициента ионизации α при большом усилении, однако в первом приближении можно считать α константой, принимая во внимание слабую зависимость r от α , а также то, что для развитых лавин $\alpha r \approx 1/10$. На рис. 2 приведена расчетная зависимость радиуса $r_{кр}$ критической лавины от напряженности электрического поля E для неона и гелия при атмосферном давлении.

Средняя концентрация электронов в головке лавины с учетом (5) равна

$$n = \frac{\alpha E}{4\pi q}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что при больших перенапряжениях концентрация электронов не зависит от усиления лавины, а является функцией только E ($\alpha = f(E)$), по крайней мере до тех пор, пока она много меньше концентрации нейтральных атомов. Расчеты показывают, что концентрация должна достигать величины $10^{12} - 10^{13}$ электронов/см³ в сильных импульсных полях почти сразу же после подачи поля, тем не менее лавина при этом не переходит в стример, а требуется еще некоторое время для ее развития, пока радиус ее головки не увеличится при постоянном n настолько, чтобы условие сохранения квазинейтральности (3) было выполнено.

Из (3) и (5) при $r = r_{кр}$

$$\alpha x_{кр} = \ln \frac{m}{3q} + \frac{1}{2} \ln \frac{U^3}{\alpha E} , \quad (7)$$

или при $m = 10$

$$\alpha x_{кр} = 21,6 - \frac{1}{2} \ln \frac{\alpha E}{U^3} , \quad (8)$$

т.е. $\alpha x_{кр}$ медленно снижается с увеличением E ($\alpha E > U^3$ при больших E/p), что и подтверждается экспериментами /11/. Для гелия имеются довольно подробные данные по коэффициенту ионизации /12/, средней энергии /13,14/ и скорости дрейфа электронов /15,16/, по которым можно вычислить значение $\alpha x_{кр}$ для различных E/p . Так, например, при $m = 10$ $\alpha x_{кр}$ изменяется в гелии от 19,1 ($E/p = 5$) до 17,6 ($E/p = 40$).

Как отмечено в /17/, данные многих старых экспериментов и даже некоторых экспериментов последних лет содержат ошибки, обусловленные наличием примесей в исследуемом газе, поэтому при расчетах к этим данным надо относиться с осторожностью.

Развитие лавины в слабом поле характеризуется радиусом, определяемым диффузией r_D . Поэтому в ранних экспериментах по изучению разряда с помощью камеры Вильсона, где перенапряжение было мало, либо его вовсе не было, радиус головки лавины справедливо отождествляется с r_D /16/:

$$r_D^2 = 4Dt = \frac{8\alpha U}{3E} x^2 , \quad (9)$$

где D - коэффициент диффузии, t - время, x - длина лавины.

Положив в первом приближении, что на участке малых перенапряжений средняя энергия электронов пропорциональна приложенному полю,

из соотношения (3) с учетом (2) и (9) при $m = 10$ можно получить выражение

$$a_{x_{kp}} = 17 + \frac{1}{2} \ell_n U + \ell_n \ell_n N \quad (10)$$

из которого следует, что $a_{x_{kp}}$ медленно растет с ростом поля. Подобная зависимость соответствует полученной экспериментально Ретером ^{16/} для зазора $d \approx 1$ см ($d = x_{kp}$):

$$a_{x_{kp}} = 17,3 + \ell_n U + \ell_n K \quad (11)$$

здесь K - некоторая постоянная.

Таким образом, $a_{x_{kp}}$ с ростом E/p сначала медленно растет (10), затем медленно падает (8) и в первом приближении $a_{x_{kp}} \approx \approx 20$ - константа. Легко показать, что при выполнении условия сохранения электрической квазинейтральности (3) автоматически выполняются критерии Леба по концентрации ($7 \cdot 10^{11}$ пар ионов/см³) ^{14/} для соответствующих значений E/p и Мика - по достижению радиальным полем пространственного заряда величины порядка внешнего поля ($E_r \approx \approx E_0$) ^{18/}.

При выполнении условия (3) в головке лавины появляется шаровой зародыш плазмы, который можно считать квазиметрическим шаром, а поскольку этот шар находится в поле, близком к однородному, то напряженность поля на его поверхности выражается следующим образом ^{18/}

$$E_{r_k} = 3E_0 \cos \theta \quad (12)$$

где r_k - радиус шара, приблизительно равный радиусу головки лавины (рис. 1), θ - угол между \vec{E}_0 и \vec{r} (начало координат в центре шара).

Таким образом, при появлении плазмы в направлении поля и против него $E_{r_k} = 3E_0$, а перпендикулярно полю $E_{r_k} = 0$, поэтому

ускоренный процесс идет в основном в двух направлениях (учитывая фотоионизацию), и шар из квазинейтральной плазмы деформируется, вытягиваясь по полю, тем самым еще более увеличивая значение E_r на его концах.

Вообще говоря, процесс усиления поля по мере увеличения проводимости внутри квазинейтральной области идет плавно (рис. 1), так что скорость лавины $w_{л} \approx k E_0$ (k - подвижность электронов) постепенно переходит в стримерную $w_0 \approx k E_r$, однако этот переход - быстрый по сравнению со временем развития лавины из-за быстрого нарастания E_r , поэтому в экспериментах обычно фиксировался скоростной скачок почти на порядок при переходе лавины в стример. И только эксперименты с электронно-оптическими преобразователями позволяют проследить постепенное увеличение скорости, хотя и не в самый момент перехода /20/.

Стримерная стадия

В работах /21,22/ показано, что форма стримера при его развитии близка к форме эллипсоида вращения с полуосями a (по полю), b и сохраняющимся радиусом кривизны, равным радиусу головки лавины, из которой он образовался, $r_{кр}$, причем вывод сделан для случая $a \gg r_{кр}$. При $a \geq r_{кр}$ формулы следует уточнить. Согласно /19/ для эллипсоида вращения напряженность поля при его вершине в случае $a > r_{кр}$ равна:

$$E_r = E_0 \frac{\left(\frac{a}{r_{кр}} - 1\right) \sqrt{1 - \frac{r_{кр}}{a}}}{\operatorname{Arth} \sqrt{1 - \frac{r_{кр}}{a}} - \sqrt{1 - \frac{r_{кр}}{a}}} \quad (13)$$

При $a \rightarrow r_{кр}$ $E_r \rightarrow 3E_0$ - к начальной напряженности на поверхности шара. Функция (13), построенная на рис. 3, с достаточной для обычных расчетов точностью может быть аппроксимирована подходящей кривой до требуемых значений $a / r_{кр}$.

Для начального участка развития стримера в камере в первом приближении, учитывая дальнейшее интегрирование и резкий рост E_r , выражение (13) можно аппроксимировать прямой до $a / r_{кр} \approx 15$ и найти:

$$T_c = \frac{r_{кр}}{kE_0} \ln \frac{\ell_c}{2r_{кр}}, \quad (14)$$

где T_c - время развития стримера длиной ℓ_c . Эта формула справедлива для камеры с достаточно большим зазором $d \gg \ell_c$, в противном случае надо учитывать влияние электрода, усиливающего поле.

На рис. 4 приведена расчетная зависимость длительности импульса $T_{и}$ от напряженности поля в камере с неоном для получения стримеров различной длины, причем $T_{л}$ - время развития лавины до критической, T_c - время развития стримера до длины ℓ_c .

С помощью (14) и ранее выведенных формул можно получить полезные для стримерной камеры оценки требуемой стабильности параметров высоковольтного импульса $T_{и}$.

Так, при фиксированной напряженности поля E

$$\frac{|\Delta \ell_c|}{\ell_c} = \left(\frac{x_{кр}}{r_{кр}} + \ln \frac{\ell_c}{2r_{кр}} \right) \frac{|\Delta T_{и}|}{T_{и}}, \quad (15)$$

а при фиксированной длительности импульса $T_{и}$

$$\frac{|\Delta \ell_c|}{\ell_c} = \left(3 \frac{x_{кр}}{r_{кр}} + \ln \frac{\ell_c}{2r_{кр}} \right) \frac{|\Delta E|}{E}. \quad (16)$$

Например, для неона при $E = 15$ кв/см $|\Delta \ell_c| / \ell_c = 6 |\Delta T_{и}| / T_{и}$ (E - фиксировано), $|\Delta \ell_c| / \ell_c = 12 |\Delta E| / E$ ($T_{и}$ - фиксировано), т.е. для получения 12% стабильности средней длины стримеров на трехках стабильность амплитуды импульса при фиксированной длительности должна быть не хуже 1%.

Соотношения (15) и (16) довольно сильно зависят от абсолютной напряженности поля в камере E . При увеличении E требования к стабильности понижаются, при снижении - повышаются. Для камер с малым зазором эти требования становятся еще более жесткими, если яркость стримера должна оставаться на прежнем уровне.

Приведенные соотношения верны для прямоугольного импульса, но можно получить подобные выражения, например, для синусоидального, используя результаты работы /23/. Так, для неона действие полупериода синусоидального импульса с амплитудой E и длительностью по основанию T эквивалентно действию прямоугольного импульса с той же амплитудой, но с длительностью $T / 2$.

Поскольку при использовании разрядников нарастание и спад высоковольтного импульса на электродах камеры практически экспоненциальные, а напряженность поля обычно рассчитывается по зарядному напряжению, то эквивалентное действие такого импульса можно выразить следующим образом:

$$T_{и} = t_{и} \left[1 - 1,5 \frac{\tau}{t_{и}} (1 - e^{-t_{и}/\tau}) + 0,5 \frac{\tau}{t_{и}} (1 - e^{-2t_{и}/\tau}) \right], \quad (16)$$

где $t_{и}$ - длительность экспоненциального импульса на полувысоте, τ - постоянная нарастания и спада.

На рис. 5 приведены экспериментальные данные по времени формирования разряда в неоне и гелии /24,25/ (сплошные кривые) и регистрации стримеров различной длины /26/ (длина в мм указана в

скобках) для импульсов с длительностью t_i на полувысоте. На том же рисунке приведена расчетная кривая (пунктирная линия) для импульсов с постоянной нарастания и спада τ , равной 5 нсек. На рисунке видно достаточно хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетом. Для более точного расчета необходимо в каждом конкретном случае импульс аппроксимировать своей экспонентой и сравнивать с кривыми на рис. 4, используя выражение (16).

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность М.И. Подгорецкому, А.Л. Любимову и А.Ф. Писареву за полезные обсуждения и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. J. Langmuir. J. Phys. Rev., 33, 954 (1929).
2. Л.А. Арцимович. Элементарная физика плазмы. Атомиздат, Москва, 1966.
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика. Издательство "Наука", Москва, 1964.
4. Л. Спитцер. Физика ионизированного газа. Перевод с англ. Москва, 1957.
5. Л. Леб. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.-Л., 1960.
6. L.B. Loeb, J.M. Meeck. The Mechanism of the Electric Spark. Stanford, 1941.
7. Г. Петер. Электронные лавины и пробой в газах. Перевод с англ. Изд. "Мир", Москва, 1968.
8. H. Paether. Zs. Phys., 107, 104 (1937).
9. K. Richter. Zs. Phys., 180, 489 (1964).
10. Г.Е. Чиковани, В.Н. Ройнишвили, В.А. Михайлов. ЖЭТФ, 46, 4 (1964).

11. K.R. Allen, K. Phillips. Proc. Roy. Soc., 274A, 163 (1963).
12. M.J. Druyvesteyn and Penning. Rev.Mod.Phys., v. 12, 2 (1940).
13. J.S. Townsend, V.A. Bailey. Phil.Mag., 46, 657 (1923).
14. F.H. Reder, S.C. Brown. Phys.Rev., 95, 885 (1954).
15. R.A. Nielson. Phys.Rev., 50, 950 (1936).
16. J.A. Hornbeck. Phys.Rev., 83, 374 (1951).
17. И. Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах.
Перевод с англ., Москва, 1967.
18. J.M. Meck. Phys.Rev., 57, 722 (1940).
19. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред.
Москва, 1959.
20. В.А. Довиденко, Б.А. Долгошеин, С.В. Сомов. ЖЭТФ, 55, 2 (1968).
21. Э.Д. Лозанский, О.Б. Фирсов. ЖЭТФ, 56, 2, 670 (1969).
22. Э.Д. Лозанский, О.Б. Фирсов. Препринт ОИЯИ № 13-4527, Дубна,
(1969).
23. А.Т. Матюшин. Автореферат диссертации № 3-3465, Дубна,
1967.
24. J. Fischer, G.T. Zorn. Rev.Sci.Instr., 32, 499 (1961).
25. А.Ф. Писарев. Автореферат диссертации № 1655, Дубна,
1964.
26. F. Bulos, A. Odian, F. Villa and D. Yound. SLAC, Report,
74 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 декабря 1970 года.

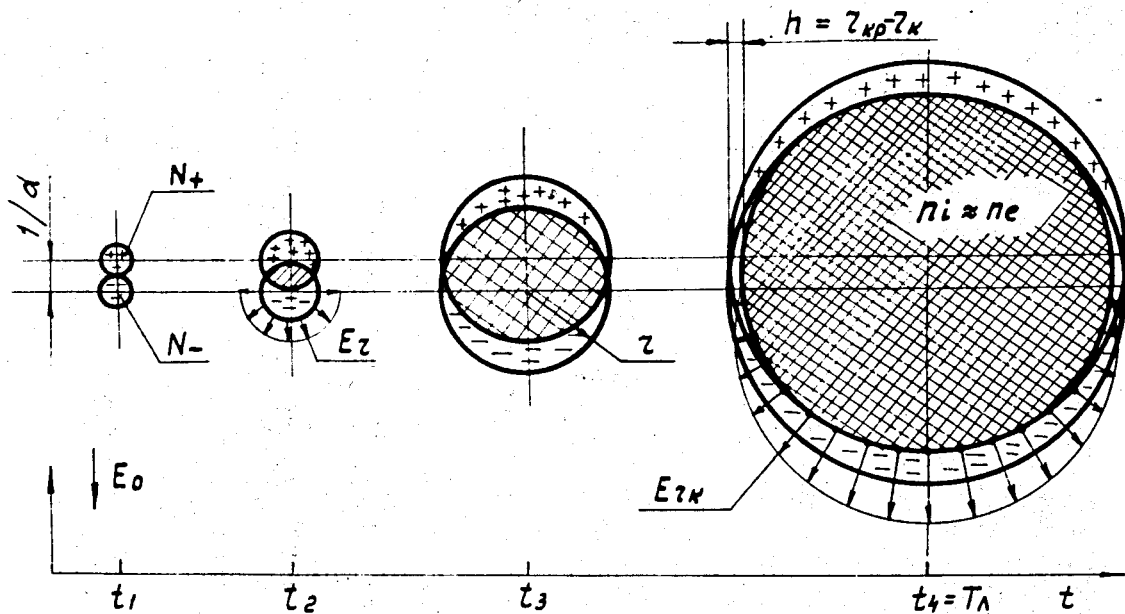


Рис. 1. Развитие головки лавины во времени и образование зародыша плазмы. E_0 - напряженность внешнего поля, E_r - поле головки лавины с радиусом r , E_{r_k} - поле на поверхности квазинейтрального шара радиуса r_k , $1/a$ - ионизационное расстояние, h - дебаевский радиус экранирования.

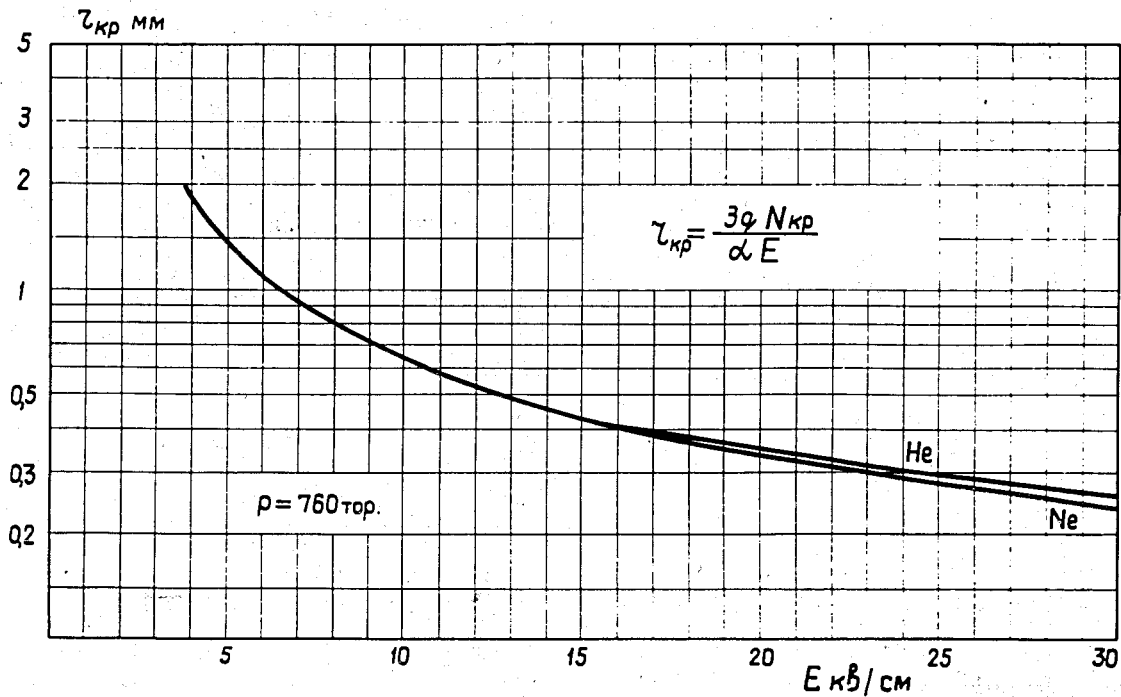


Рис. 2. Зависимость радиуса головки $r_{кр}$ лавины критической длины от напряженности электрического поля E_0 для неона и гелия при атмосферном давлении.

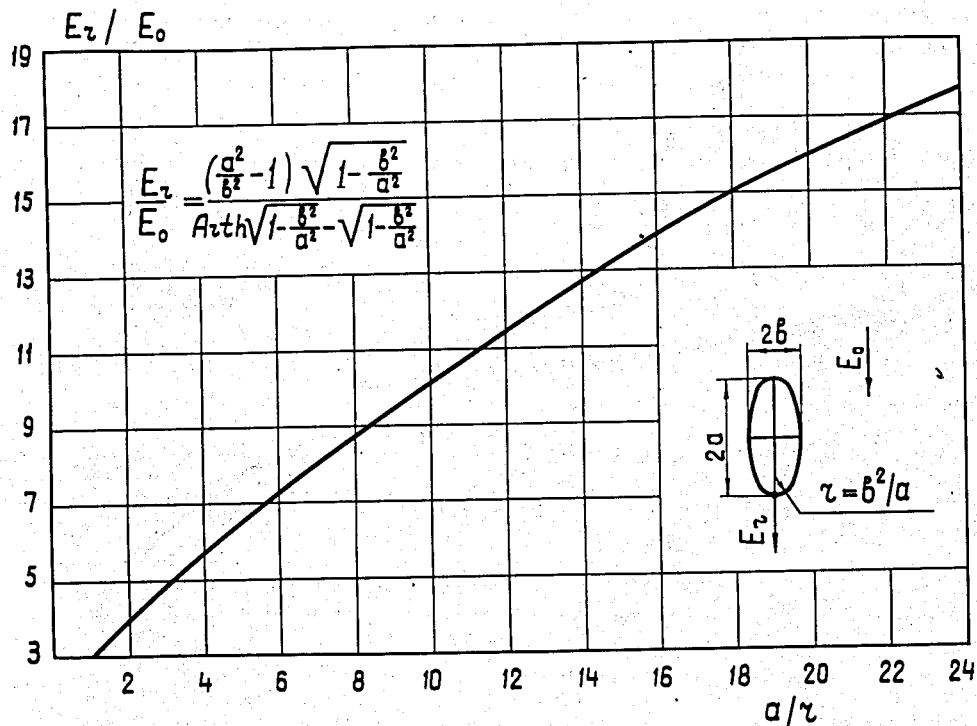


Рис. 3. Относительный рост радиального поля E_z / E_0 на вершине проводящего эллипсоида вращения в зависимости от отношения a / r .

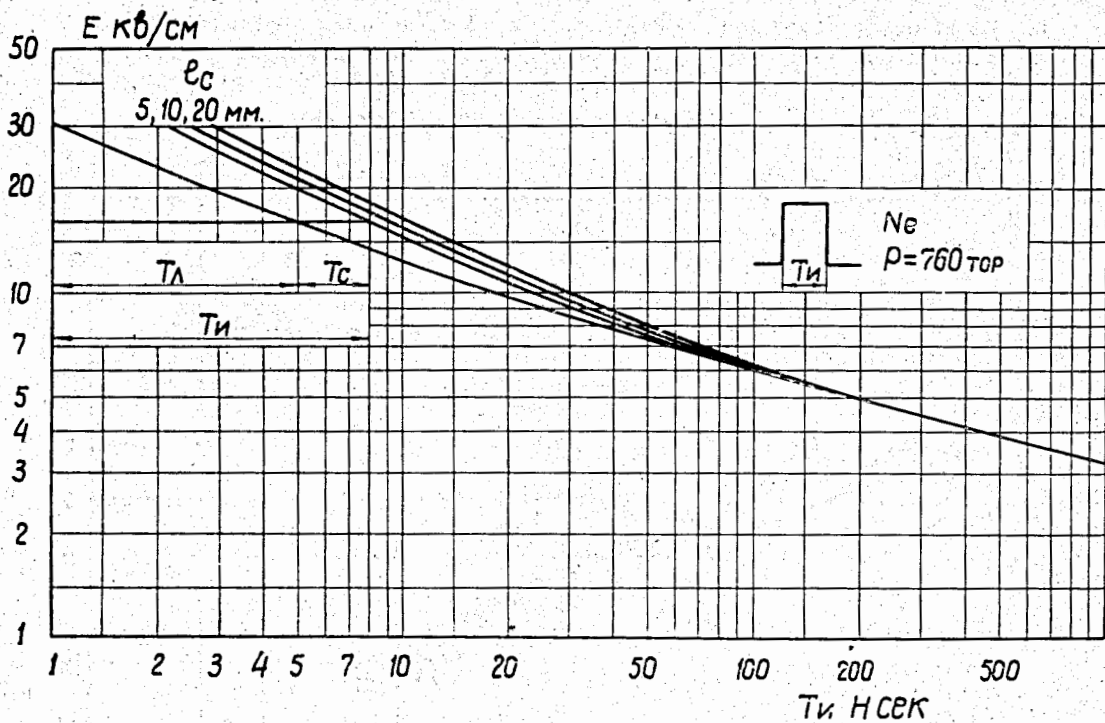


Рис. 4. Напряженность поля в камере с неоном в зависимости от длительности импульса $T_{и}$ для получения стримеров определенной длины. $T_{л}$ - время развития лавины до критической (нижняя кривая), $T_{с}$ - время развития стримера до длины ℓ_c .

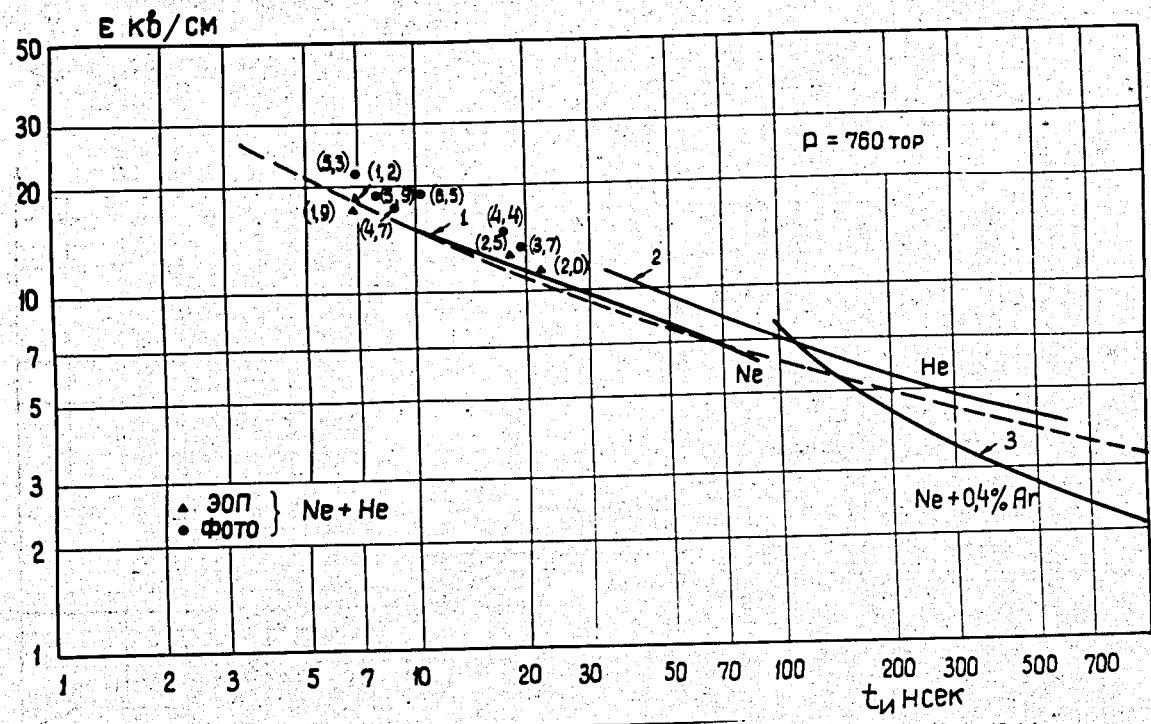


Рис. 5. Время формирования в неоне (кривая - 1) ^{24/}, гелии (2) ^{24/}, неоне с добавкой аргона (3) ^{25/} в зависимости от напряженности поля и регистрации стримеров различной длины (длина в мм в скобках) в неон-гелиевой смеси ^{26/} в зависимости от длительности импульса t_i и напряженности поля E в камере. Пунктиром дана расчетная кривая для неона.