



ОРДЕНА ЛЕНИНА

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

имени П. Н. Лебедева

Квантовая электроника

Препринт № 50

Р.Ш.Исламов, Ю.Б.Конев, Н.И.Липатов, П.П.Пашинин

КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ И БАЛАНС ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ
В ПЛАЗМЕ СМЕСЕЙ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОГО CO_2

С ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ

АННОТАЦИЯ

Выполнен детальный анализ сечений элементарных процессов столкновений электронов с молекулами и атомами, определяющих функцию распределения электронов по энергии в смесях колебательно возбужденного CO_2 с аргоном и гелием. Представлены результаты расчетов кинетических коэффициентов и баланса энергии электронов в указанных смесях в широком диапазоне параметра E/N в зависимости от степени колебательного возбуждения молекул, которые позволяют обоснованно выбрать режим газового разряда для накачки лазера на переходах между уровнями симметричной и деформационной мод молекул CO_2 .

Плазма газового разряда в смесях молекулярных и инертных газов широко используется для возбуждения молекул. Создание эффективных источников когерентного излучения в ИК диапазоне актуально для решения ряда важных прикладных задач. В частности, генерация интенсивного излучения с длиной волны около 16 мкм требуется для лазерного разделения изотопов. В связи с возможностью получения инверсной населенности на различных колебательно-вращательных переходах симметричной и деформационной мод молекулы CO_2 (в частности на переходе $02^0_0 - 01^1_0$ на длине волны 16.2 мкм) при накачке в газовом разряде /1,2/ представляет интерес изучение характеристик плазмы в смесях CO_2 с инертными газами. Для получения инверсной населенности на переходах указанных мод необходимо их сильное возбуждение, что во многих случаях должно заметно сказаться на характеристиках разряда. Выбор режима разряда для накачки симметричной и деформационной мод следует производить с учетом колебательного возбуждения молекул.

Общепринятым методом расчета кинетических коэффициентов в плазме молекулярных лазеров является численное решение кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). Расчету кинетических коэффициентов в смесях $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He}$ посвящено большое число работ (напр. обзор /3/), однако в них не принималось во внимание колебательное возбуждение молекул CO_2 . Из-за малой энергии кванта деформационной моды молекула CO_2 имеет заметную степень колебательного возбуждения даже при комнатной температуре. Большое количество таких молекул в разряде может существенно повлиять на баланс энергии электронов, т.е. перераспределить доли энергии, поступающей в антисимметричную моду и симметричную и деформационную моды молекул CO_2 . В настоящей работе исследовано влия-

ние колебательного возбуждения молекул на баланс энергии и кинетические коэффициенты в плазме разряда в смесях CO_2 с инертными газами.

Кинетическое уравнение Больцмана для ФРЭЭ в электрическом поле напряженностью E записывается в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \text{grad} f + \frac{eE}{m} \text{grad}_v f = S \quad (1)$$

где S - интеграл столкновений. Если ФРЭЭ слабо изменяется на расстоянии длины свободного пробега электронов, а характерное время ее изменения существенно больше времени между неупругими столкновениями электронов с молекулами, то это уравнение упрощается:

$$\frac{eE}{m} \text{grad}_v f = S \quad (2)$$

Дальнейшее упрощение уравнения (2) связано с применением двухчленного разложения ФРЭЭ в ряд по сферическим гармоникам

$$f(\vec{v}) = f_0(v) + \frac{\vec{v}}{v} f_1(v) \quad (3)$$

Следующим членом $f_2(v)$ в разложении обычно можно пренебречь, поскольку при не очень высоких E/N величина скорости дрейфа гораздо меньше средней скорости электронов. Движение электронов по существу является хаотическим, и коэффициенты f_0 , f_1 и f_2 образуют быстро убывающую последовательность /4/. В плазме CO_2 , как показано в работе /5/, f_2 оказывает заметное влияние на интегральные характеристики только при величинах E/N , превышающих $2 \cdot 10^{-15}$ В.см². В случае, когда полные сечения неупругих процессов не малы по сравнению с транспортным сечением упругого рассеяния и они не изотропны (именно так обстоят дело в области минимума транспортного сечения упругого рассеяния в CO_2), не необходимо учитывать также и при определении эффективной частоты столкновений с передачей импульса в рамках двухчленного приближения (3), так как обусловленное этим изменение f_0 и f_1 может заметно превышать величину f_2 и ограничивать точность двухчленного приближения. Тогда уравнение (2) для сферически симметричной части ФРЭЭ при учете потерь энергии на возбуждение вращательных

отеченной свободой молекул в диффузионном приближении преобразуется к виду /4/:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left(\frac{E}{N} \right)^2 \frac{d}{du} \left(\frac{u}{\sum_j y_j Q_{Tj}} \frac{df}{du} \right) + \sum_j \frac{2m}{M_j} y_j \frac{d}{du} u^2 Q_{mj} \left(f + \frac{kT}{e} \frac{df}{du} \right) + \sum_j 6V_j y_j \frac{d}{du} u \sigma_j \left(f + \frac{kT}{e} \frac{df}{du} \right) \\ & + \sum_{j,i} y_j y_i^i \left[(u+u_{ji}) Q_{ji}(u+u_{ji}) f(u+u_{ji}) - u f(u) Q_{ji}(u) \right] \\ & + \sum_{i \neq j} y_j y_i^i \left[(u-u_{ji}) Q_{ji}(u-u_{ji}) f(u-u_{ji}) - u Q_{ji}(u) f(u) \right] = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

где u - энергия, e - заряд, m - масса электрона; y_j - общая доля, а y_j^i - доля молекул j -ой компоненты на i -ом уровне, M_j - масса j -ой компоненты; Q_{mj} - транспортное сечение упругого рассеяния электрона на j -ой компоненте; Q_{ji} - полное сечение возбуждения, а Q_{-ji} - полное сечение девозбуждения i -го уровня j -ой компоненты смеси электронным ударом с изменением энергии налетающего электрона на величину u_{ji} ; T - температура газа; σ_j - сечение возбуждения вращательных степеней свободы, для CO_2 составляющее

$$\sigma(u) = \sigma_{02}(u) + \frac{10}{3} \sigma_{04}(u)$$

σ_{02} и σ_{04} - сечения двух- и четырехквантового вращательного возбуждения, $V_{CO_2} = 4.89 \cdot 10^{-5}$ эВ - вращательная постоянная; $Q_{Tj} = Q_{Tj}^0 + Q_{Tj}^1$ (6)

$$Q_{Tj}^0 = Q_{mj} + \sum_i y_j^i Q_{ji} + \sum_{i \neq j} y_j^i Q_{-ji}$$

$$Q_{Tj}^1 = - \left[\sum_i y_j^i Q_{ji}^1 (u+u_{ji})(u+u_{ji}) f_1(u+u_{ji}) + \sum_{i \neq j} y_j^i Q_{-ji}^1 (u-u_{ji})(u-u_{ji}) f_1(u-u_{ji}) \right] / u f_1(u)$$

$$f_1 = - \frac{e(E/N)}{\sum_j y_j Q_{Tj}} \frac{df}{du} \quad (7)$$

$$Q_{ji}^1 = \int \cos \theta \frac{dQ_{ji}}{d\Omega} d\Omega \quad (8)$$

$dQ_{ji}/d\Omega$ - соответствующее Q_{ji} дифференциальное сечение. В выражении для Q_{Tj} определяющим членом обычно является Q_{mj} , поэтому в тех случаях, когда сечения неупругих процессов малы, полагают $Q_{Tj} = Q_{mj}$.

В уравнении (4) первое слагаемое описывает набор энергии элек-

тронами в электрическом поле, второе и третье слагаемые представляют потери энергии в упругих столкновениях и при возбуждении вращательных уровней молекул. Следующие слагаемые описывают потери энергии в неупругих процессах. Последний член связан с ударами второго рода, он описывает набор энергии при столкновениях с колебательно возбужденными молекулами. Сечения дезактивации могут быть определены через сечения прямых процессов с помощью принципа детального равновесия

$$Q_{-ji}(u) = \frac{u + u_{ji}}{u} Q_{ji}(u + u_{ji}) \quad (9)$$

Решение уравнения (4) находится с точностью до постоянного множителя, определяемого из условия нормировки ФРЭ

$$\int_0^{\infty} du \sqrt{u} f(u) = 1 \quad (10)$$

С помощью ФРЭ определяются следующие характеристики разряда: скорость дрейфа электронов в электрическом поле

$$V_{gp} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2E}{m}} \int du u f_2(u) \quad (11)$$

константы скоростей отдельных процессов

$$K_{ji} = \sqrt{\frac{2E}{m}} \int du u Q_{ji}(u) f(u) \quad (12)$$

относительные доли энергии, передаваемой молекулам в неупругих процессах

$$p_{ji} = \gamma_j \frac{u_{ji} K_{ji}}{(E/N) V_{gp}} \quad (13)$$

коэффициент поперечной диффузии электронов

$$D_{\perp} = \gamma_j \frac{2m}{M_j} \left(\sqrt{\frac{2E}{m}} / (E/N) V_{gp} \right) \int du u^2 Q_{mj}(u) \left[f(u) + \frac{kT}{e} \frac{df}{du} \right] \quad (14)$$

коэффициент продольной диффузии /4/

$$D_{\parallel} = D - D^* + 3 \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{1}{(E/N)^2} \frac{1}{N} \int \frac{v^2(u) \sum \gamma_j Q_{Tj}}{u f(u) (1 + e^2/v^2)} du \quad (15)$$

$$D^* = \frac{1}{3N} \sqrt{\frac{2E}{m}} \int u \left[\sum \gamma_j Q_{Tj} \right]^{-1} f(u) / (1 + e^2/v^2) du$$

$$Q(u) = \int \left[V_{gp} \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) + \sqrt{\frac{2E}{m}} \frac{1}{3} \frac{E}{N} \frac{\varepsilon}{\sum \gamma_j Q_{Tj}(\varepsilon)} \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right] d\varepsilon$$

$$e^2/v^2 = \sum_j \gamma_j \frac{2m}{M_j} \frac{3kT}{e} \frac{u Q_{Tj}(u) Q_{mj}(u)}{(E/N)^2} + \sum_j \gamma_j \sigma_{Bj} \frac{3kT}{e} \frac{\delta_j Q_{Tj}}{(E/N)^2}$$

Для численного решения кинетическое уравнение (4) на интервале интегрирования заменялось сеточным уравнением. Интервал интегрирования выбирался из того расчета, чтобы относительное изменение ФРЭ на нем составляло $10^{-12} - 10^{-15}$. ФРЭ вне интервала интегрирования, необходимая для вычисления членов, описывающих неупругие столкновения, задавалась экспоненциально спадающей, а показатель экспоненты определялся из условия, чтобы экспоненциальная ФРЭ удовлетворяла (4) на границе интервала интегрирования. Полученная система линейных уравнений решалась методом оптимального исключения /6/. Этот метод при использовании только оперативной памяти ЭВМ позволяет решать системы с числом неизвестных, приблизительно в два раза большим, чем по методу Гаусса. Это позволило решать систему, соответствующую 300 точкам разбиения интервала интегрирования. Время, необходимое для решения кинетического уравнения и расчета кинетических коэффициентов на ЭВМ БЭСМ-6, составляло 1.5 мин.

В тех случаях, когда частоты упругих и неупругих столкновений в части интервала интегрирования были одного порядка, производилось две итерации: первая, полагая $Q_{Tj} = Q_{mj}$, и вторая, когда Q_{Tj} определялись выражением (6) с помощью f_1 , задаваемой с предыдущей итерации выражением (7). В последующих итерациях ФРЭ практически не изменялась.

Основным механизмом возбуждения колебательных уровней молекул CO_2 при энергии налетающих электронов в области 3 - 5 эВ являются резонансные процессы, идущие с образованием промежуточного нестабильного иона $CO_2^-(^2\Pi_u)$ /7,8/ и последующим его распадом на свободный электрон и молекулу в колебательно возбужденном состоянии $n0^0$ или $n1^40$. В /7/ дано объяснение тому факту, что сечения процессов с изменением углового момента $\Delta l \geq 2$ малы, используя анализ потенциальной кривой $CO_2^-(^2\Pi_u)$ в зависимости от угла изгиба и расстояния $OC-O$. Расчеты /9/ показывают, что вероятность таких про-

цессов на несколько порядков меньше. Относительные величины сечений для последовательностей $n^0 0$ и $n^1 0$, полученные в экспериментальных работах /7, 10-12/, приведены на рис.1. В работе /13/ рассчитаны сечения возбуждения для последовательности $n^0 0$ при $n \leq 8$ как из основного, так и из других ниже расположенных уровней $n^0 0$ с $n \leq 4$. Сечения одноквантовых переходов показаны на рис.2 (нормировка по абсолютной величине производилась в настоящей работе). Сравнение сечений возбуждения из основного состояния с результатами экспериментальных работ, проведенное авторами /13/, показало удовлетворительное согласие рассчитанных сечений как по форме вплоть до деталей тонкой структуры, так и по относительной величине сечений последовательности. В настоящей работе учитывалось резонансное возбуждение уровней симметричной и деформационной мод как из основного, так и других уровней при изменении квантового числа симметричной моды $\Delta n \leq 8$ и углового момента $\Delta \ell \leq 1$. Сечения ступенчатых переходов без изменения углового момента заимствованы из /13/. Недостающие сечения в этой серии, в частности для процессов $n^0 0 \rightarrow (n+\Delta n)^0 0$ при $n \geq 5$ принимались подобными сечению для $4^0 0 \rightarrow 5^0 0$, но с учетом пороговой энергии. Тот факт, что относительные сечения /13/ зависят практически только от Δn и не зависят от n , позволяет воспользоваться относительными величинами сечений этой серии (рис.1) и для процессов ступенчатого возбуждения при $n \geq 1$. В случае переходов с изменением углового момента $\Delta \ell = 1$ форма сечений сохранялась, а величина в зависимости от Δn была принята в соответствии с результатами работы /7/.

В области энергии меньше 3 эВ сечения возбуждения переходов инфракрасно активных мод обусловлены взаимодействием электрона с дипольным моментом переходов молекулы CO_2 , что подтверждается сравнением теоретического и измеренного углового распределения рассеянных электронов в этой области энергии /15/. Возбуждение симметричной моды

при той же энергии обусловлено поляризационным взаимодействием с электроном /14/. Энергетическая зависимость сечений возбуждения первых уровней мод взаимодействовала из работы /16/. На рис.3 приведены используемые в настоящей работе сечения возбуждения первых уровней мод как в нерезонансной, так и в резонансной областях энергии. Сечения ступенчатых переходов приняты в соответствии с матричными элементами гармонического осциллятора. В этом случае, считая распределение населенностей уровней бoльцмановским с колебательной температурой T_v , в кинетическом уравнении можно выполнить суммирование для ступенчатых переходов, в результате чего в уравнение войдут эффективные сечения нерезонансного возбуждения мод из основного состояния $Q_i^* = Q_i / (1 - \chi_i)$, $\chi_i = \exp(-h\nu_i / kT_v)$ и соответствующие им эффективные сечения де-возбуждения $Q_{-i}^* = Q_{-i} \chi_i / (1 - \chi_i)$.

Обычно принимают, что Q_T в уравнении (4) зависит от энергии электронов, и эту зависимость получают из наилучшего согласования расчетных и измеренных величин кинетических коэффициентов (/40/ и цитированные там работы). Получаемое таким образом Q_T существенно отличается как от полного /17-19/, так и от транспортного /9/ сечений в области энергий 0.5 - 2 эВ, и это отличие в рамках указанной процедуры никак не объясняется. В этой работе сечение Q_T вычислялось по формулам (6) и (7) с помощью транспортного сечения упругих столкновений и сечений колебательного возбуждения. Для деформационной и антисимметричной мод в нерезонансной области энергий по формуле (8) в борновском приближении получается

$$Q_i^1(u) = Q_i(u) \left[\frac{1 - u_i/2u}{\sqrt{1 - u_i/u}} - \left(\ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - u_i/u}}{1 - \sqrt{1 - u_i/u}} \right) \right)^{-1} \right] \quad (16)$$

В резонансной области энергий в соответствии с результатами экспериментальной работы /12/ полагалось $Q_i^1(u) \approx 0.12 Q_i(u)$. Эффективное сечение Q_T^0 , а также нормировка сечений возбуждения первых уровней мод были определены из согласования расчетных и экспериментальных

значений кинетических коэффициентов. На рис.4 приведены экспериментальные величины полного и транспортного сечений, а также полученная указанным образом функция Q_7^0 , которые достаточно близки.

Сечения резонансного возбуждения вращательных двух- и четырехквантовых переходов CO_2 (рис.5) взяты из работы /22/ и учитывались в кинетическом уравнении (4) аналогично работе /23/.

Сечения возбуждения электронных уровней, прилипания и ионизации заимствованы из работ /24/ и показаны на рис.6.

В приведенных далее результатах для CO_2 и для смеси $CO_2 : He = 1:9$ колебательные температуры всех трех мод полагались одинаковыми. Для смеси $CO_2 : Ar = 1:9$ дополнительно изучалось влияние возбуждения антисимметричной или симметричной и деформационной мод по отдельности. На рис.7 представлены результаты расчета кинетических коэффициентов в CO_2 в зависимости от E/N при температуре газа 293К и колебательной температуре 293 и 2000К. Баланс энергии электронов для тех же условий показан на рис.8. При $T_v = 2000$ К в области малых E/N заметно увеличивается доля энергии, идущей на возбуждение вращательных уровней CO_2 . Для колебательной температуры $T_v = 293$ К проведено сравнение с экспериментальными величинами скорости дрейфа /25,26/, отношений коэффициентов поперечной /27/ и продольной /26,28/ диффузии к подвижности электронов (рис.7), константы скорости прилипания /29-33/ и ионизации /30,31/ (рис.10). Эти величины согласуются достаточно хорошо. Расчетная зависимость произведения подвижности электронов на плотность молекул CO_2 при $E/N \rightarrow 0$ заметно расходится с экспериментальными данными /35,36/ (рис.11). Ранее в /35/ уже обсуждались возможные причины такого расхождения при предположении, что ФРЭЭ при $E/N \rightarrow 0$ становится бoльцмановской, а подвижность определяется только транспортным сечением из работы /16/. В нашей работе учитывалась зависимость ФРЭЭ также и от неупругих процессов, но соответствие не было

достигнуто. По-видимому предположение о том, что транспортное сечение упругого рассеяния для колебательно возбужденных молекул такое же, как и для основного состояния, не соответствует действительности, и эти сечения заметно больше. Возможной причиной этого может быть изменение потенциала взаимодействия электрона вследствие деформации молекулы в колебательно возбужденном состоянии. Для объяснения имеющейся экспериментальной информации достаточно увеличения транспортного сечения упругого рассеяния $\text{CO}_2(01^10)$ примерно на одну треть по отношению к сечению основного состояния в области энергии менее 0,3 эВ. Для правильного понимания температурной зависимости скорости дрейфа в чистом CO_2 или при слабом разбавлении другими газами нужны теоретические и экспериментальные исследования сечений упругого рассеяния электронов на колебательно возбужденных молекулах CO_2 . Другие характеристики разряда, которые определялись в этой работе, оказываются менее чувствительными к величине транспортных сечений возбужденных состояний.

При расчете характеристик разряда в смесях CO_2 с инертными газами использовались сечения возбуждения электронных уровней и ионизации Ar и He , а также транспортное сечение He из работ /24/. Транспортное сечение Ar было взято из работы /37/. На рис.12 и 13 показаны рассчитанные с этими сечениями отношения коэффициентов поперечной и продольной диффузии к подвижности электронов в гелии и аргоне соответственно. Также показаны и экспериментальные значения этих величин. Хорошо согласуются с экспериментальными данными, приведенными в книге /4/, и результаты расчета скорости дрейфа. На рис.14 показаны в зависимости от $E/\sqrt{m_e}$ те же величины для смеси $\text{CO}_2:\text{He} = 1:9$ при $T_e = 293$ и 2000К. Колебательное возбуждение влияет на скорость дрейфа в сравнительно слабой степени. Аналогичные зависимости для смеси $\text{CO}_2:\text{Ar} = 1:9$ показаны на рис.15, на котором также можно видеть влияние возбуждения антисимметричной или симметричной и деформационной мод по отдельности.

На рис. 16-18 для тех же смесей показаны результаты расчета баланса энергии в разряде. На рис. 19 и 20 изображены константы скорости возбуждения антисимметричной и симметричной и деформационной мод, вычисленные по формуле

$$K_i = \rho_i V_{sp} (E/N) / (y_{CO_2} u_i)$$

Это эффективные константы скорости, соответствующие возбуждению всех уровней мод с учетом ударов второго рода.

В области E/N , которые характерны для самостоятельных разрядов, колебательное возбуждение CO_2 слабо влияет на баланс энергии. При малых E/N , которые могут быть только в несамостоятельных разрядах, в невозбужденном газе преобладает поступление энергии в симметричную и деформационную моды, но при возбуждении колебательных уровней резко возрастает поступление энергии в антисимметричную моду.

Представленная выше информация позволяет выбрать область E/N , наиболее благоприятную для накачки лазера на переходах между уровнями симметричной и деформационной мод CO_2 .

Подпись к рисункам.

Рис.1. Зависимость сечений возбуждения уровней $n0^0$ и $n1^0$ молекул CO_2 электронами от потерь энергии при столкновении, полученная в экспериментах по рассеянию моноэнергетического пучка электронов с энергией 3.8 эВ (\square - /7/, \circ - /10/, $+$ - /11/) и 4 эВ (Δ /12/).

Рис.2. Сечения резонансного возбуждения одноквантовых ступенчатых переходов серии $n0^0$ электронным ударом /13/.

Рис.3. Сечения возбуждения нижних колебательных уровней молекулы CO_2 электронным ударом, использованные в данной работе.

Δ - эксперимент /12/.

Рис.4. Сечения взаимодействия электронов с молекулами CO_2 : транспортное $-\cdot-$ /21/, \square - /12/, Δ - /20/ полное \blacktriangle - /17/, \circ - /18/, $---$ - /19/ $---$ - Q_T^0 , полученное в настоящей работе.

Рис.5. Сечения резонансного возбуждения вращательных уровней молекул CO_2 /22/.

Рис.6. Сечения возбуждения электронных уровней и ионизации молекул CO_2 : 1 - $^3\Sigma_u^+$, 2 - $^1\Delta_u$, 3 - $^1\Pi_g$, 4 - $^1\Sigma_u^+$, 5 - остальные уровни, расположенные ниже порога ионизации, 6 - $CO_2^+(X^2\Pi_g)$, 7 - $CO_2(A^2\Pi_u)$, 8 - $CO_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ /24/.

Рис.7. Скорость дрейфа, отношения коэффициентов поперечной и продольной диффузии к подвижности электронов в CO_2 . $T = 293K$. Эксперимент: V_{gp} , \bullet - /25/, \circ - /26/; D/M , \times - /27/; D_L/M , \dots - /28/, \circ - /26/. Расчет: $---$ - $T_v = 293K$, $---$ - 2000K.

Рис.8. Баланс энергии электронов в CO_2 , $---$ - $T_v = T = 293K$, $---$ - $T_v = 2000K$, $T = 293K$.

Рис.9. Константа скорости возбуждения уровня 00^0I молекул CO_2 :
 \circ, \square , - эксперимент /16/, — - расчет, $T_v = T = 293K$.

Рис.10. Коэффициенты ионизации и диссоциативного прилипания электронов к молекулам CO_2 . α_p : — - расчет, \circ - /29/,
 \blacktriangle - /30/, \blacksquare - /31/, \times - /32/, \blacktriangledown - /33/.
 $d_i - d_p$: — - расчет, \blacktriangle - /30/, \square - /31/,
 $*$ - /34/.

Рис.11. Сравнение температурной зависимости произведения подвижности электронов на плотность молекул CO_2 . — - расчет ($T_v = T$),
 \blacktriangle - /36/ (показана погрешность измерений), \circ - /35/.

Рис.12. Сравнение отношений коэффициентов поперечной и продольной диффузии к подвижности электронов в гелии. — - расчет,
 \circ - /38/, $+$ - /4/, Δ - /28/. $T = 300K$.

Рис.13. Сравнение отношений коэффициентов поперечной и продольной диффузии к подвижности электронов в аргоне. Расчет: — -
 $T = 90K$, --- - $T = 300K$; эксперимент, D/μ , 294K, — -
/37/, D_\perp/μ , \times , \circ , 90K, /39/, ..., 300K, /28/.

Рис.14. Результаты расчета скорости дрейфа, отношений коэффициентов поперечной и продольной диффузии к подвижности электронов в смеси $CO_2:He = 1:9$, $T = 293K$. — - $T_v = 293K$, --- - 2000K.

Рис.15. Результаты расчета скорости дрейфа, отношений коэффициентов поперечной и продольной диффузии к подвижности электронов в смеси $CO_2:Ar = 1:9$, $T = 293K$. — - $T_v = 293K$, --- - 2000K,
- - - - $T_v (v_1, v_2) = 2000K$, $T_v (v_2) = 293K$,
..... - $T_v (v_1, v_2) = 293K$, $T_v (v_2) = 2000K$.

Рис.16. Баланс энергии электронов в смеси $CO_2:He = 1:9$, $T = 293K$.
— - $T_v = 293K$, --- - $T_v = 2000K$.

Рис.17. Баланс энергии электронов в смеси $CO_2:Ar = 1:9$, $T = 293K$.
— - $T_v = 293K$, --- - $T = 2000K$.

Рис.18. Баланс энергии электронов в смеси CO_2 : Ar = 1:9, T = 293K.

— $T_v (\nu_1, \nu_2) = 293\text{K}$, $T_v (\nu_3) = 2000\text{K}$,

- $T_v (\nu_1, \nu_2) = 2000\text{K}$, $T_v (\nu_3) = 293\text{K}$.

Рис.19. Эффективные константы скорости возбуждения колебаний молекул

в смеси CO_2 :He = 1:9, — $T_v = 293\text{K}$, - - - - $T_v = 2000\text{K}$,

T = 293K.

Рис.20. Эффективные константы скорости возбуждения колебаний молекул

в смеси CO_2 :Ar = 1:9, — $T_v = 293\text{K}$, - - - - $T_v = 2000\text{K}$.

T = 293K.

Литература

1. Дикальтер А.А. Квантовая электроника, 2, 2399, 1975.
2. Конев Ю.Б. Письма в ЖТФ, 4, 677, 1978.
3. Александров Н.Л., Сон Э.Е. В сб. Химия плазмы, вып. 7, с. 35, 1980.
4. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. Мир, М., 1977.
5. Lakshminarasimha C.S., Lukas J., Kontoleon N. J. Phys. D, 7, 2545, 1974.
6. Крылов В.И., Бобков В.В., Монастырский П.И. Вычислительные методы, т. I, с. 94, М., 1976.
7. Boness M.J.W., Schulz G.J. Phys. Rev. A, 9, 1969, 1974.
8. Cadez I., Tronc M., Hall R.I. J. Phys. B, 7, L132, 1974.
9. Morrison M.A., Lane N.F., Collins L.A. Phys. Rev. A, 15, 2186, 1977.
10. Spence D., Maner J.L., Schulz G.J. J. Chem. Phys. 57, 5516, 1972.
11. Cadez I., Grestean F., Tronc M., Hall R.I., J. Phys. B, 10, 3821, 1977.
12. Register D.F., Nishimura H., Trajmar S. J. Phys. B, 13, 1651, 1980.
13. Szmytkowski C., Zubek M., Drewko J., J. Phys. B, 11, L371, 1978.
14. Itikawa Y. Phys. Rev. A, 3, 831, 1971.
15. Andrick A., Danner D., Ehrhardt H. Phys. Lett. 29A, 346, 1969.
16. Bulos B.R., Phelps A.V. Phys. Rev. A, 14, 615, 1976.
17. Ramsauer C., Kollath R. Ann. Phys. 4, 91, 1930.
18. Ramsauer C. Ann. Phys. 83, 1129, 1927.
19. Bruche E. Ann. Phys. 83, 1065, 1927.
20. Shyn T.W., Sharp W.E., Carignan G.R. Phys. Rev. A, 17, 1855, 1978.
21. Tice R., Kivelson D. J. Chem. Phys., 46, 4748, 1967.
22. Morrison M., Lane N. Phys. Rev. A, 16, 975, 1977.
23. Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Петров В.Г., Препринт ФИАН №169, 1977.

24. Певгов В.Г. Канд.дисс., МФТИ, 1977.
Кочетов И.В., Певгов В.Г., Полак Л.С., Словецкий Д.И. В сб. Плазмохимические процессы. ИХС АН СССР, М., 1979, с.205.
25. Elford M.T. *Austr. J. Phys.* 19, 629, 1966.
26. Saelee H.T., Lucas J., Limbeck J.W. *Solid St. Electr. Dev.* 1, 111, 1977.
27. Rees J.D. *Austr. J. Phys.* 17, 462, 1964.
28. Wagner E.B., Davis F.J., Hurst G.S. *J. Chem. Phys.* 47, 3138, 1967.
29. Chatterton P.A., Craggs J.D. *Proc. Phys. Soc.* 85, 355, 1965.
30. Bhalla M.S., Craggs J.D. *Proc. Phys. Soc.* 76, 369, 1960.
31. Schlumbohm H. *Z. Phys.* 166, 192, 1962.
32. Davis D.K. *J. Appl. Phys.* 49, 127, 1978.
33. Corti V.J., Williams A.W. *J. Phys. D*, 8, 2198, 1975.
34. Teich T.H., Jabbar M.A.A., Branston D.W. *Proc. Sec. Int. High Voltage Symp. Zurich, 1975*, p. 390.
35. Haddad G.N., Elford M.T. *J. Phys. B*, 12, L743, 1979.
36. Pack J.L., Voshall R.E., Phelps A.V. *Phys. Rev.* 127, 2084, 1962.
37. Milloy H.B., Crompton R.W., Rees J.A., Robertson A.G. *Austr. J. Phys.* 30, 61, 1977.
38. Crompton R.W., Elford M.T., Jarry R.L. *Austr. J. Phys.* 20, 369, 1967.
39. Robertson A.G., Rees J.A. *Austr. J. Phys.* 25, 637, 1972.
40. Lowke J.J., Phelps A.V., Irwin B.W. *J. Appl. Phys.* 44, 4664, 1973.

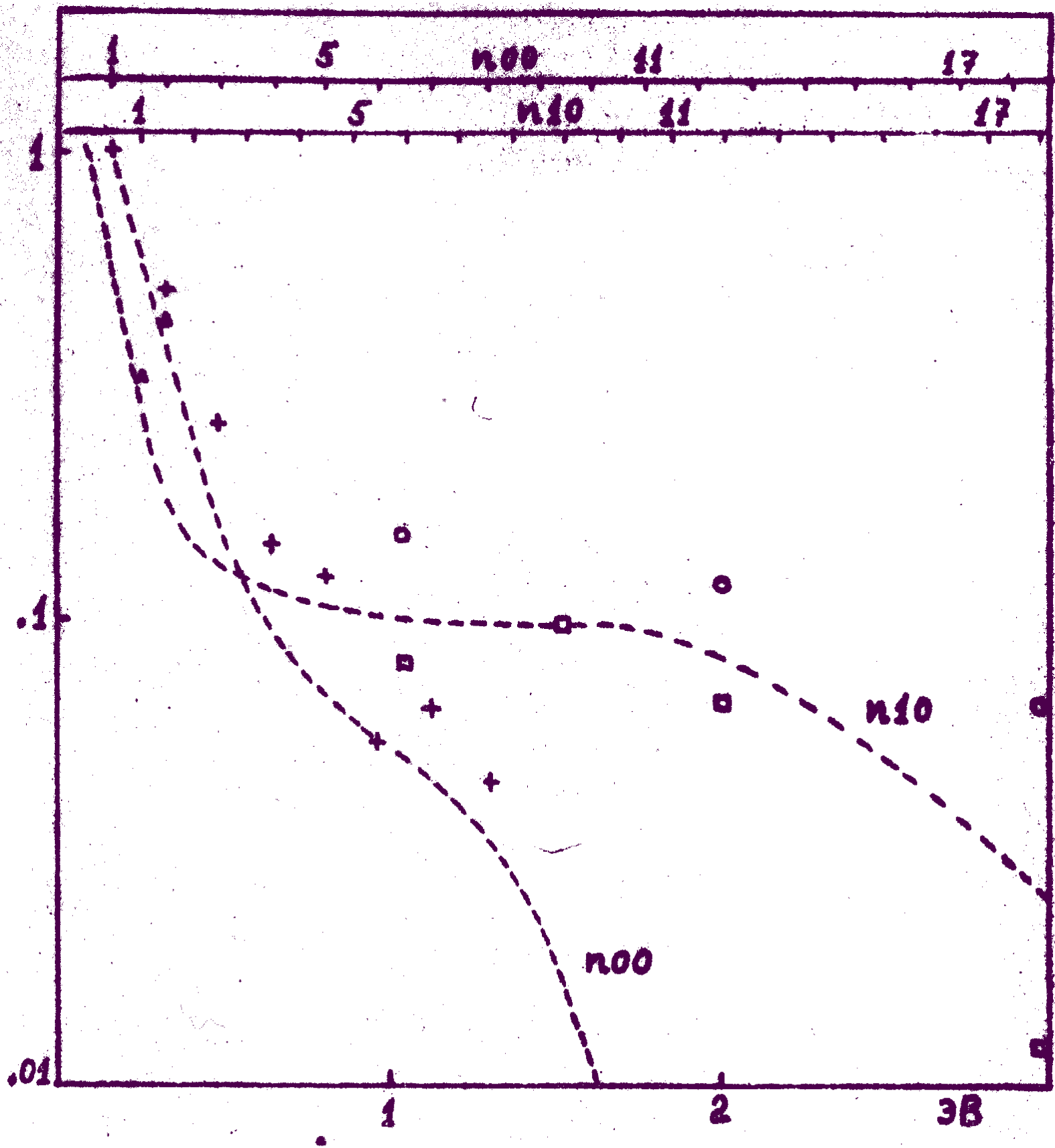


Рис. 1

Q_L
 10^{-16}
 cm^2

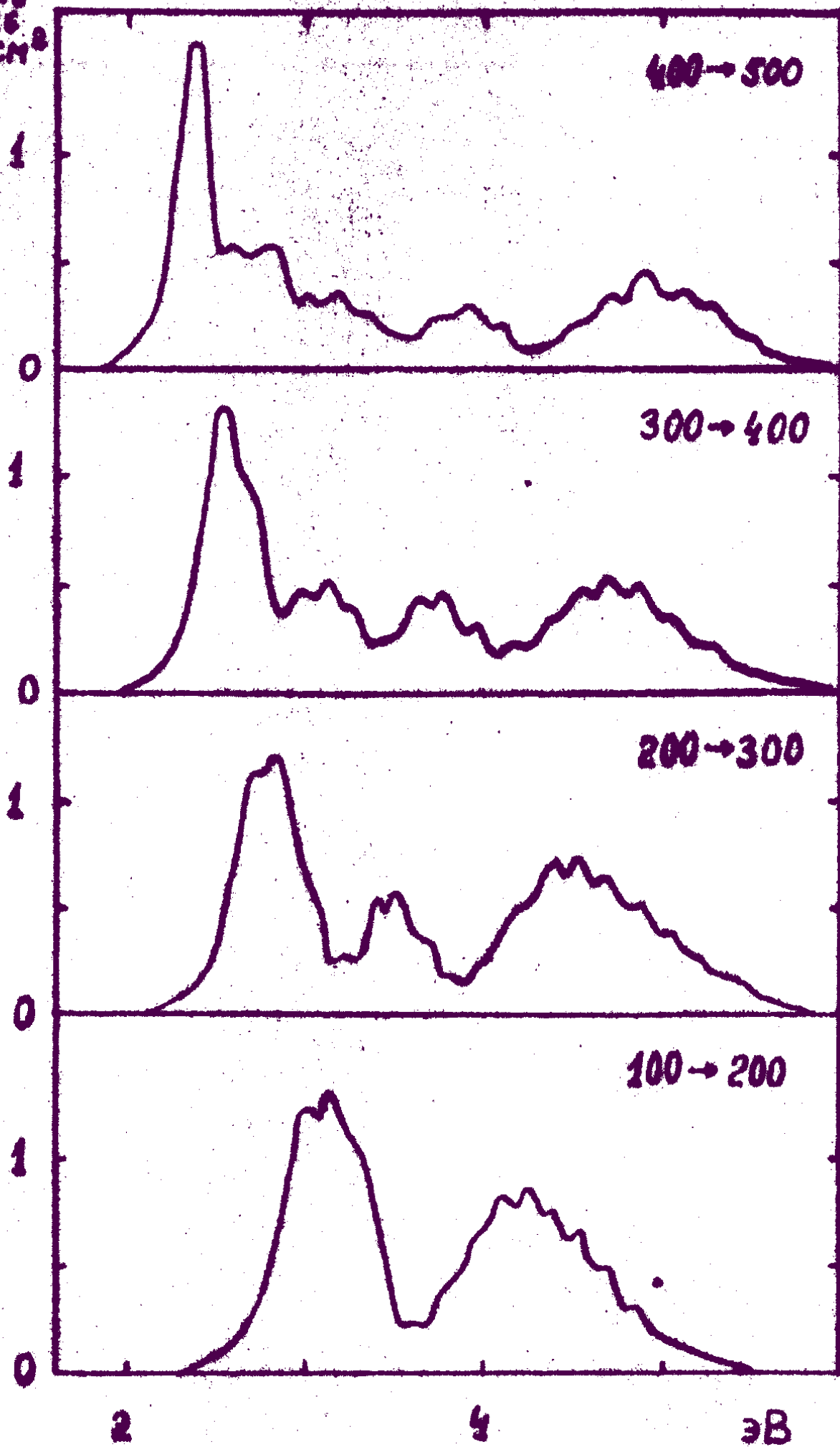


Рис. 2

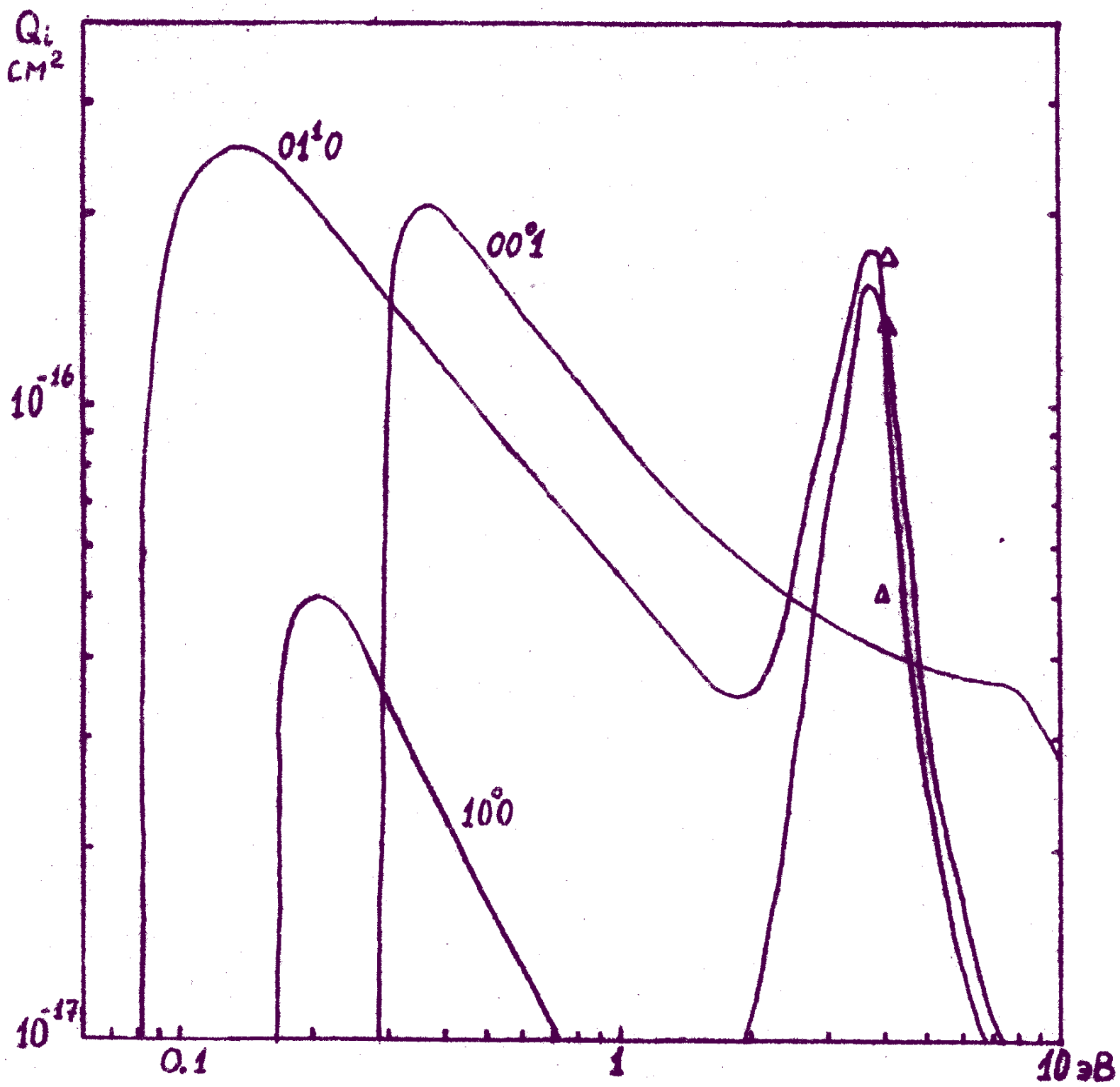


Рис. 3

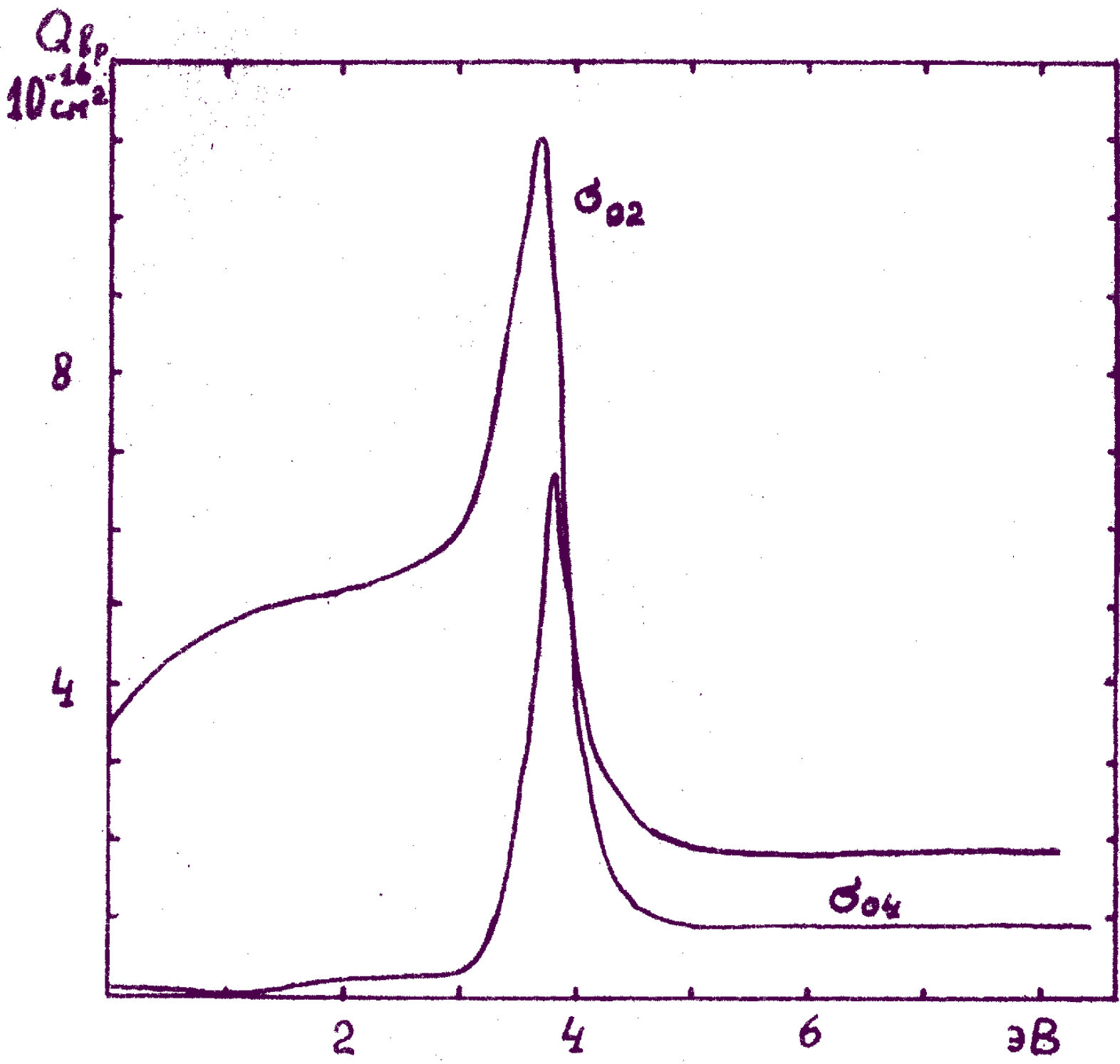


Рис. 5

$Q, 10^{-16} \text{ cm}^2$

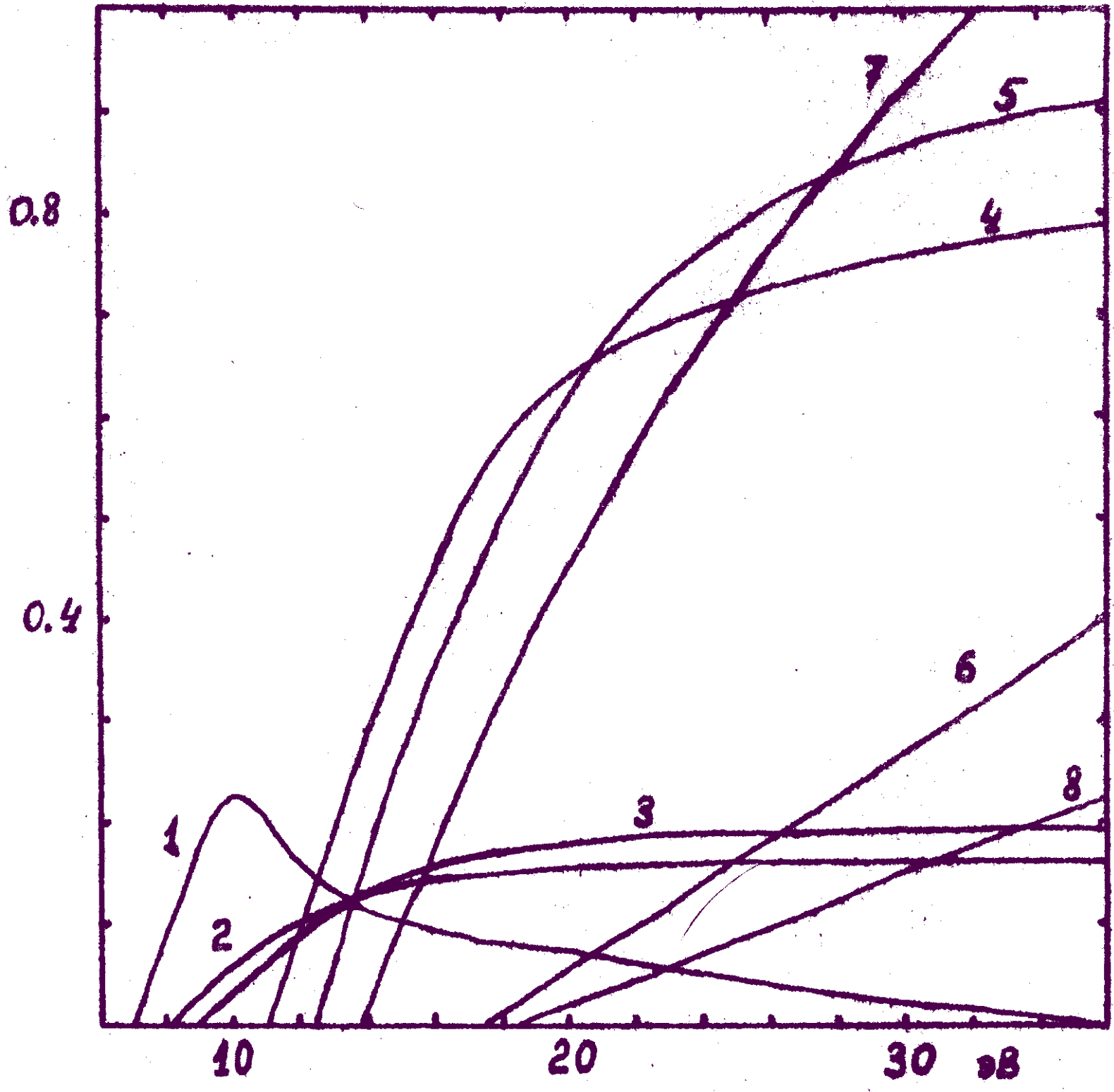


Рис. 6

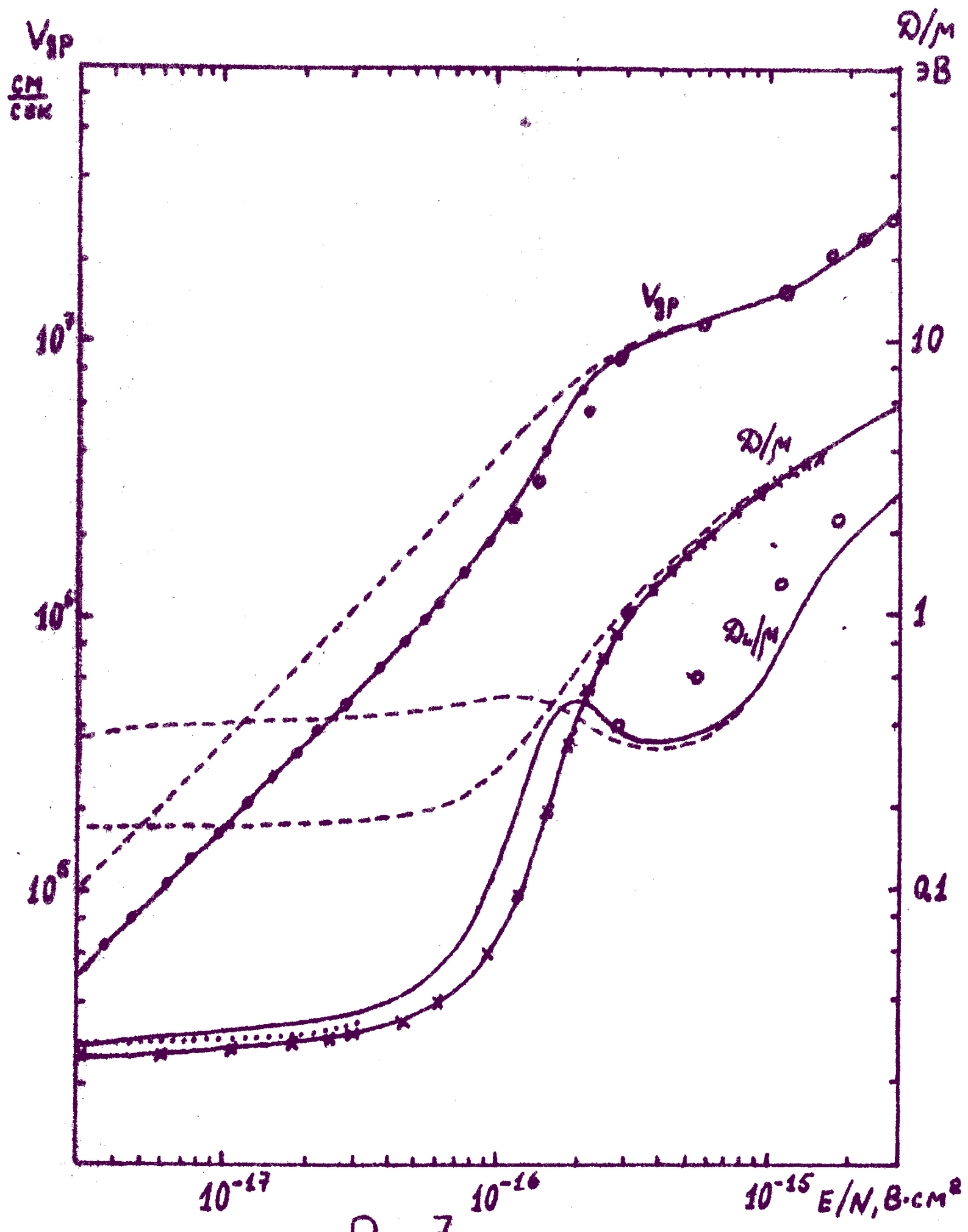


Рис. 7

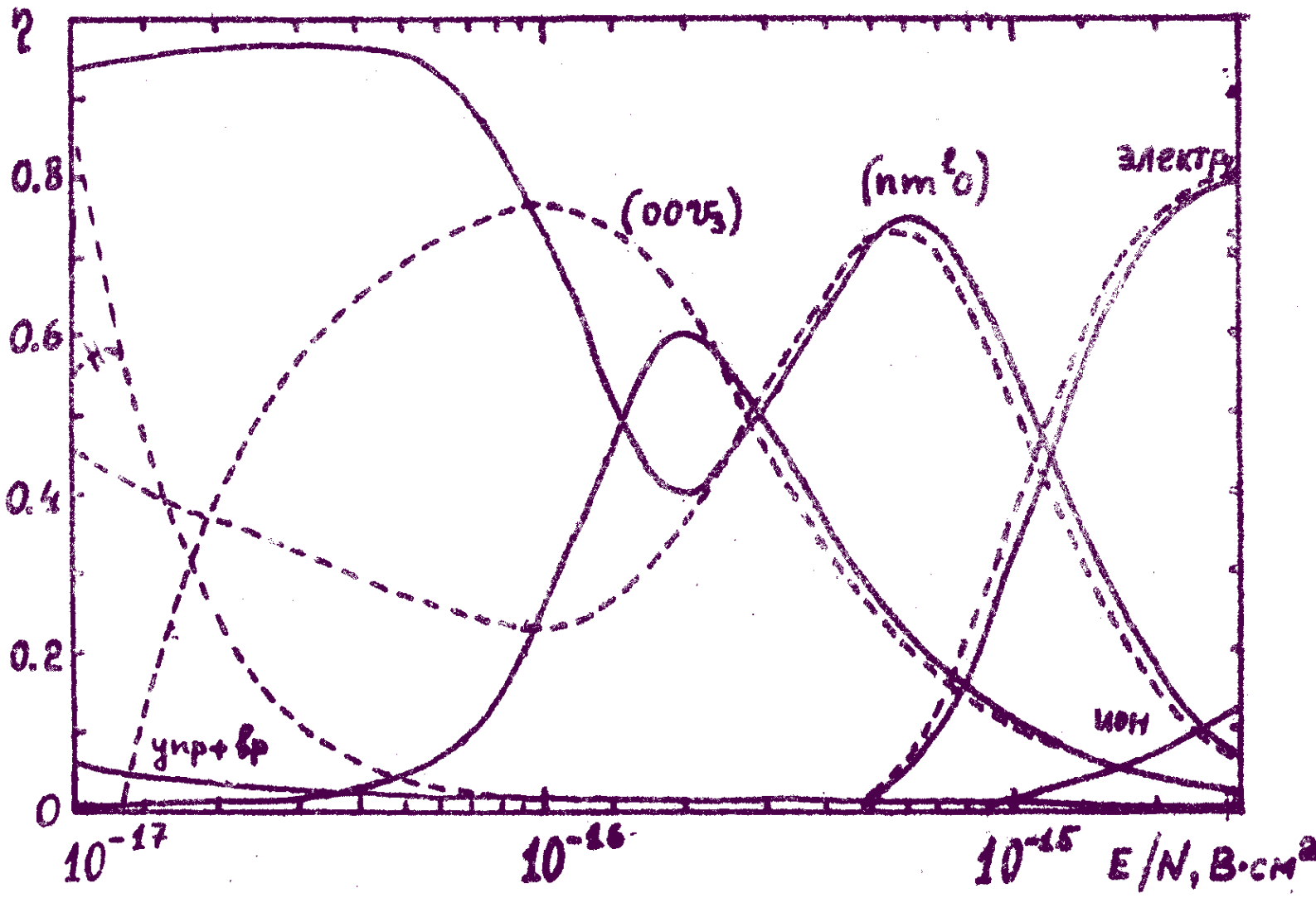


Рис. 8

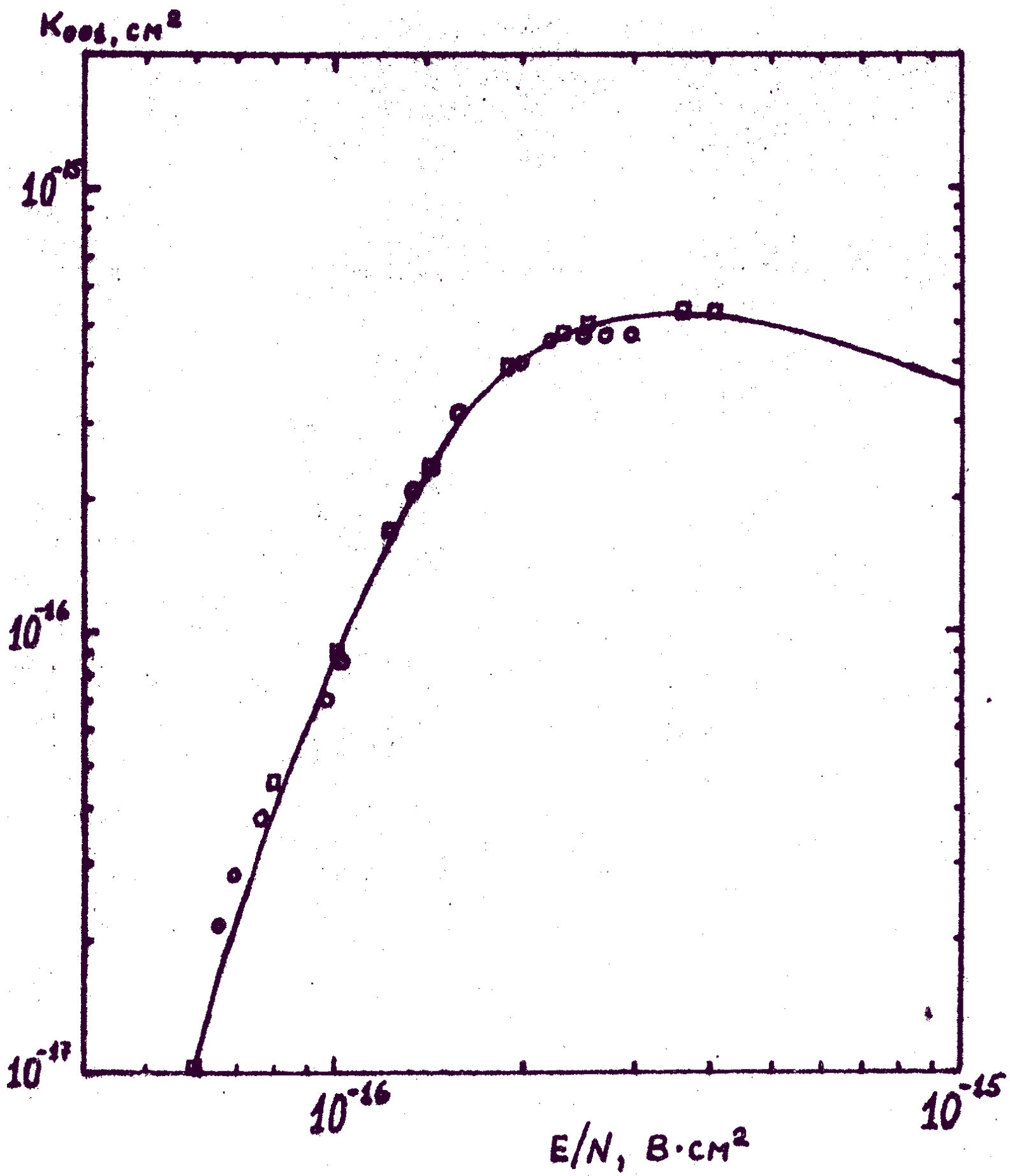


Рис. 9

$\alpha_p, \alpha_i - \alpha_p, \text{cm}^2$

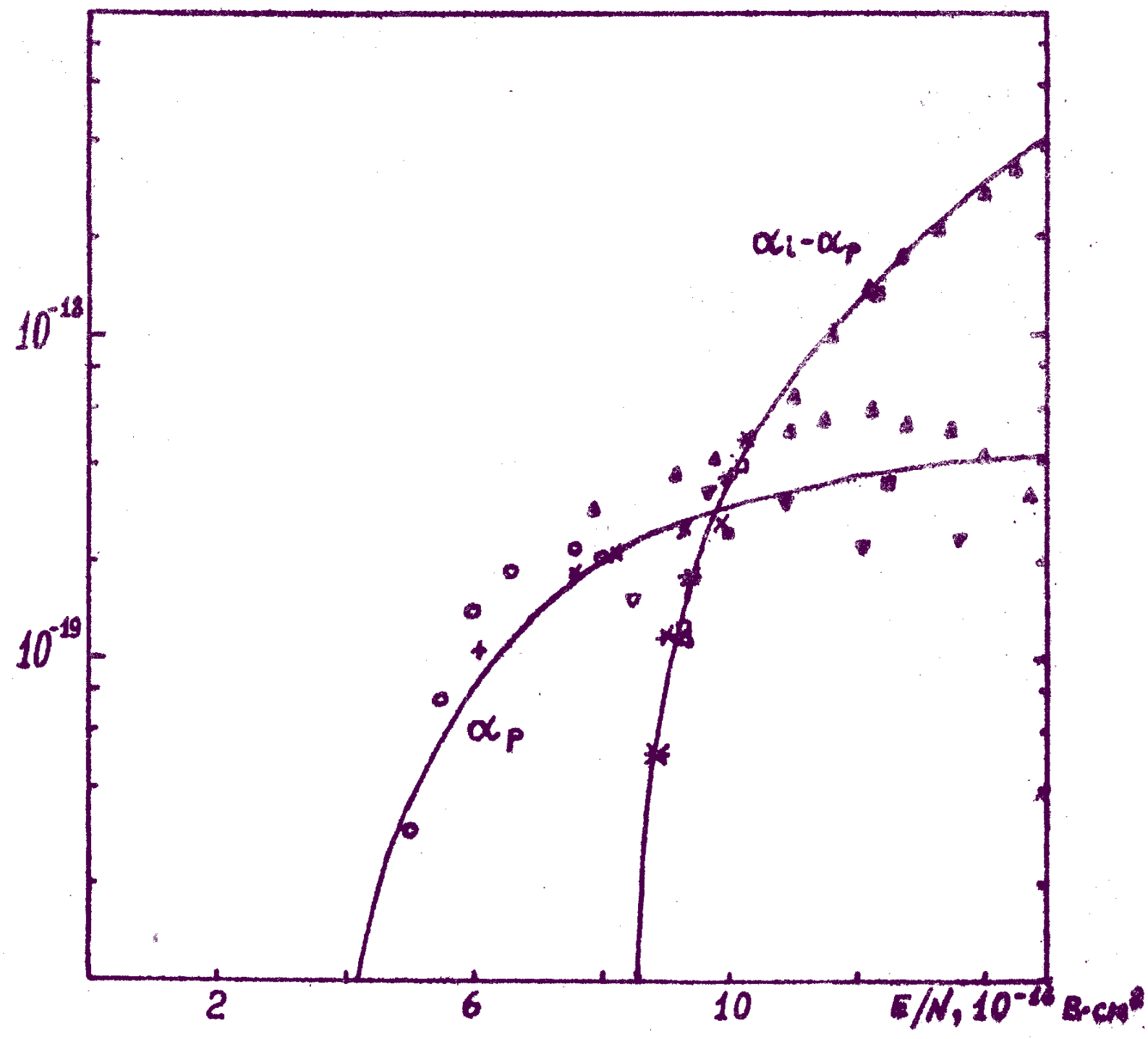


Рис. 10

$\mu N, 10^{22} (\text{cm} \cdot \text{сек} \cdot \text{В})^{-1}$

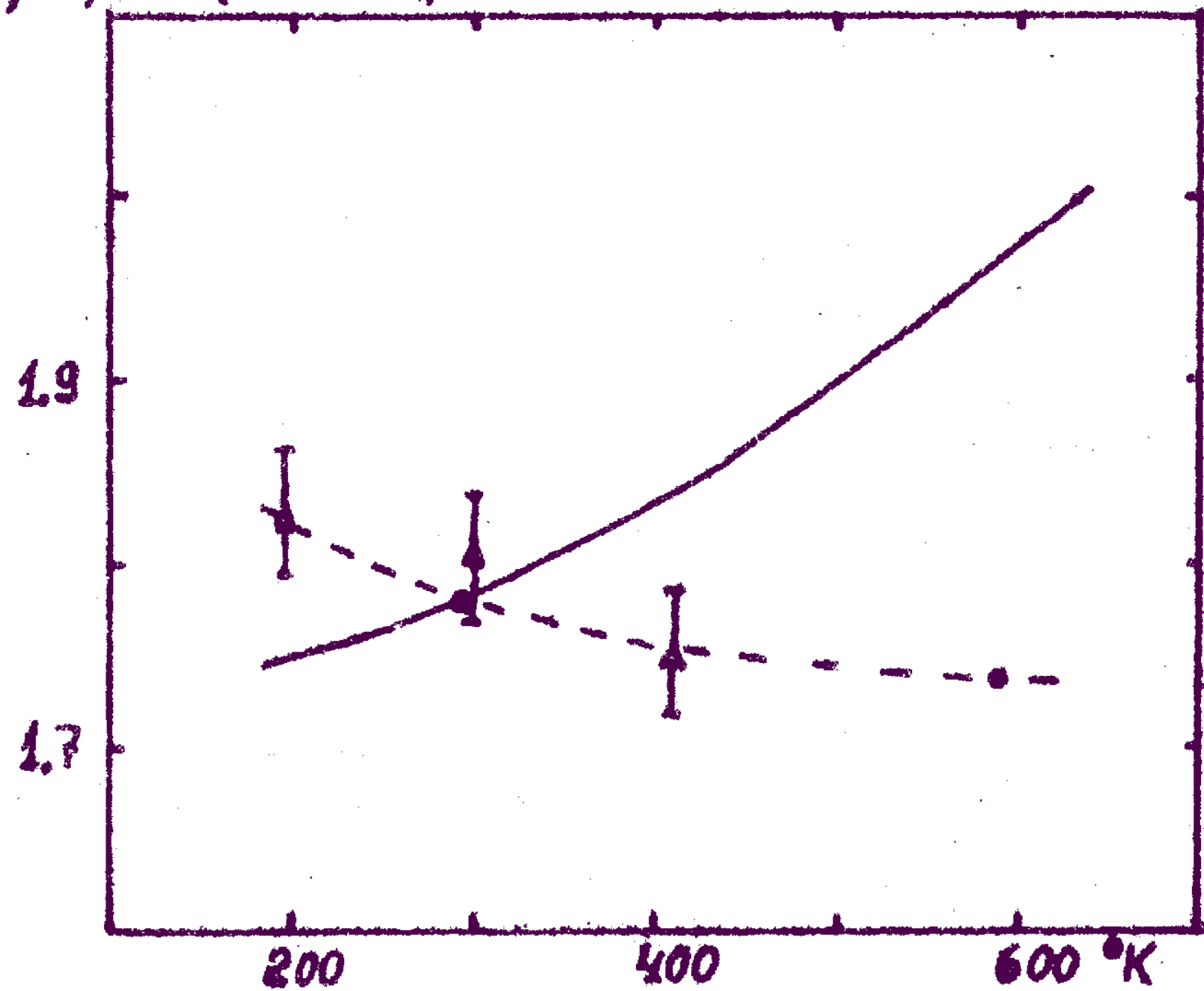


Рис. 11

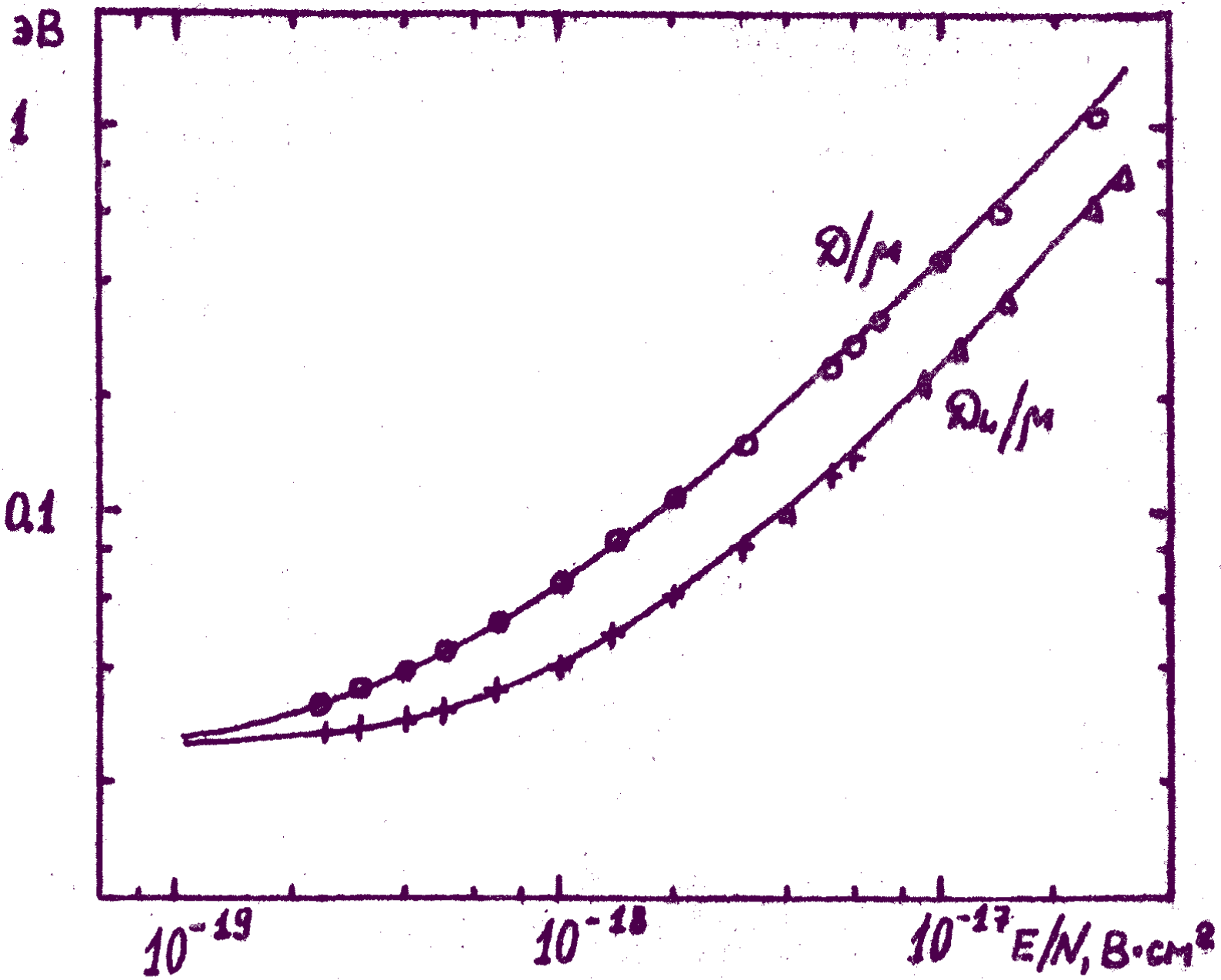


Рис. 12

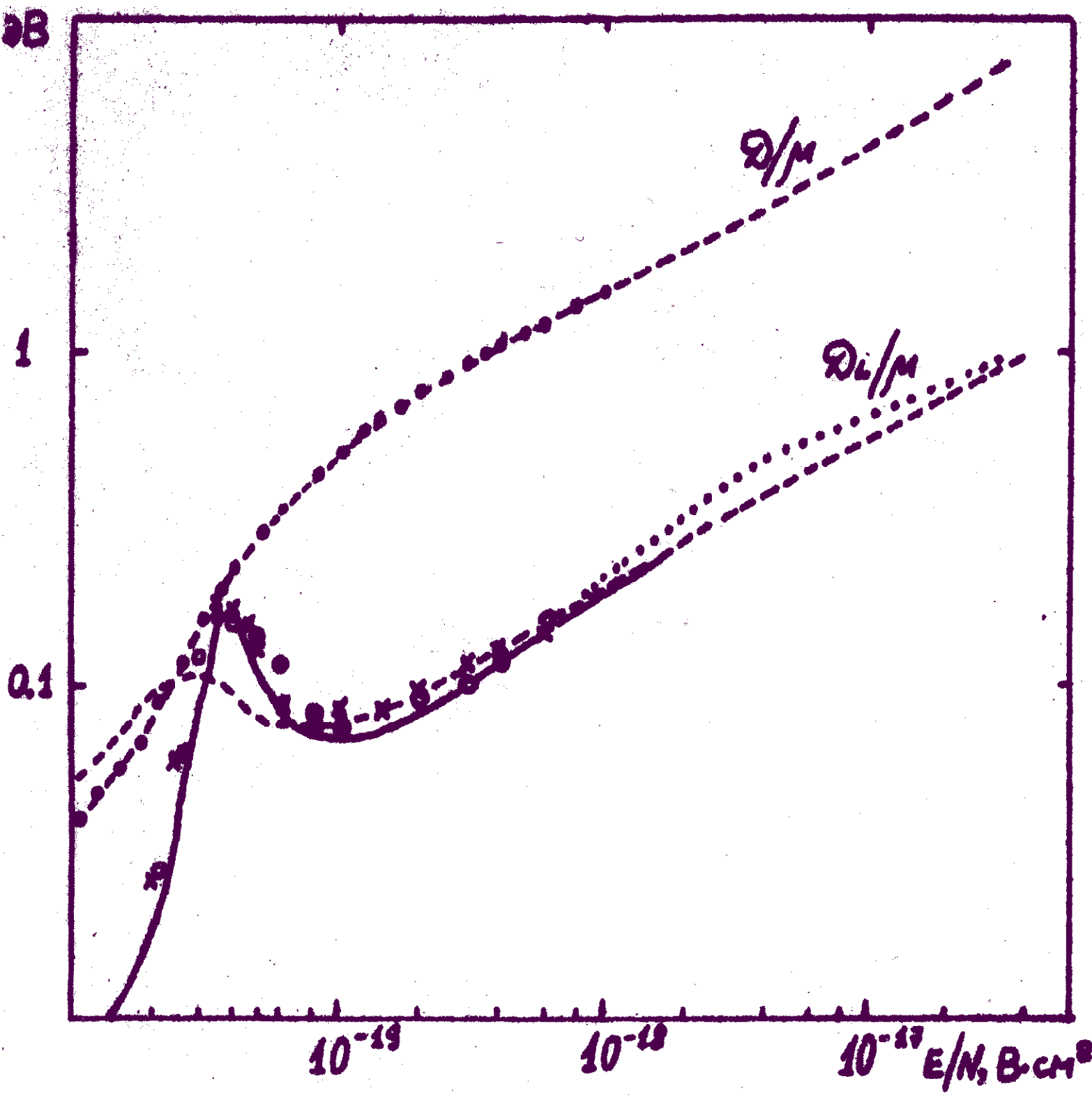


Рис. 13

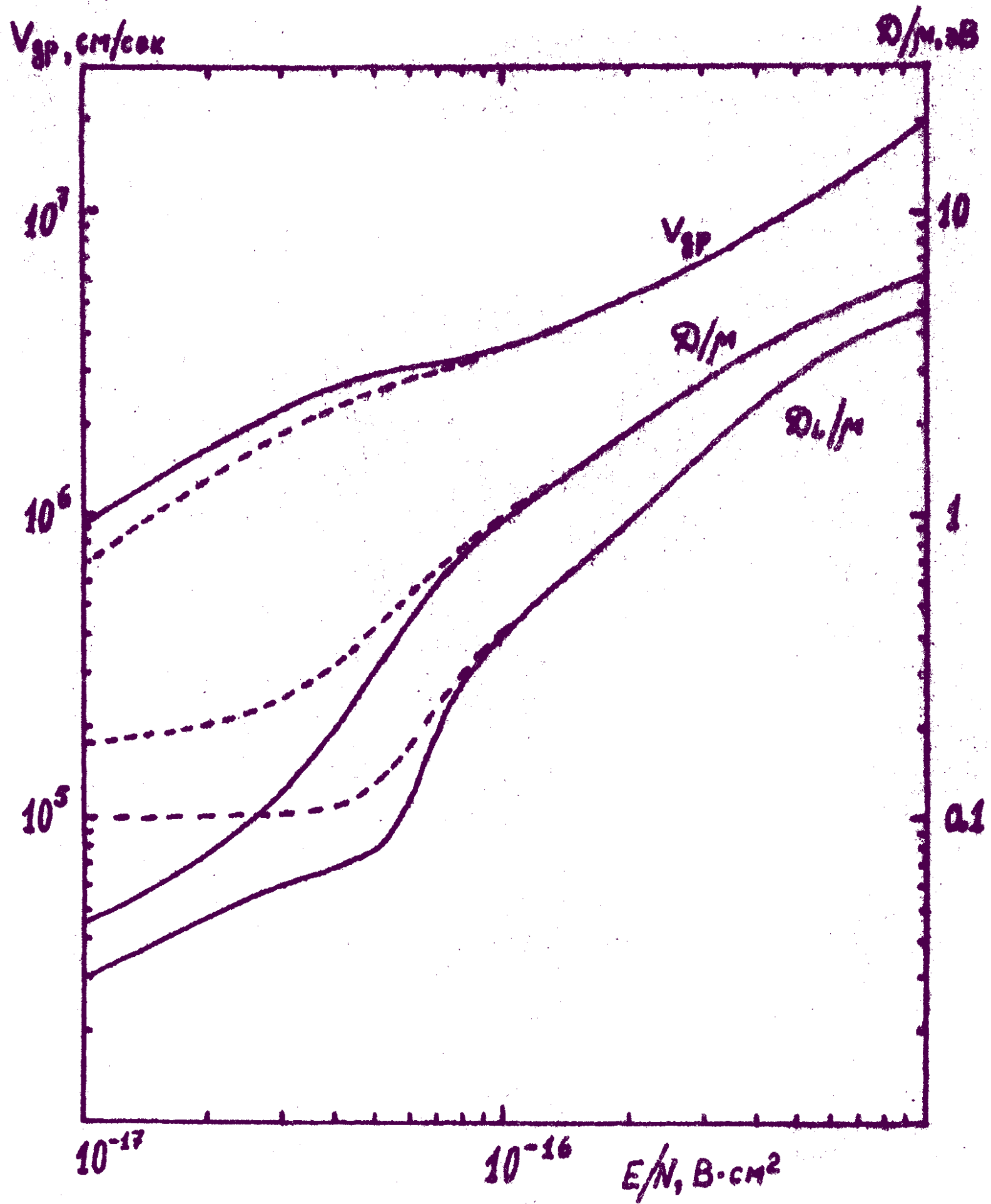


Рис. 14

V_{gp} , cm/sec

\mathcal{D}/μ , dB

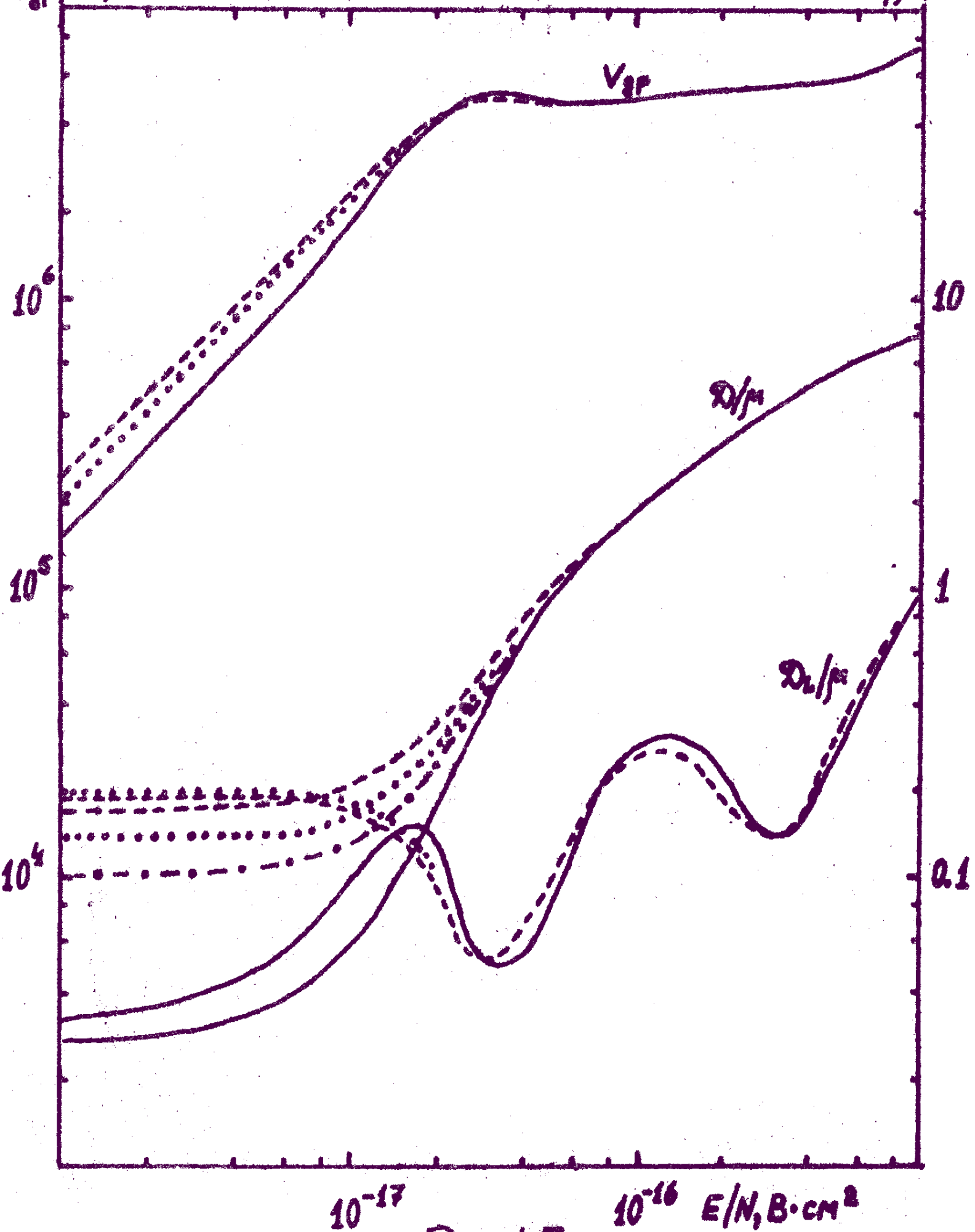


Рис. 15

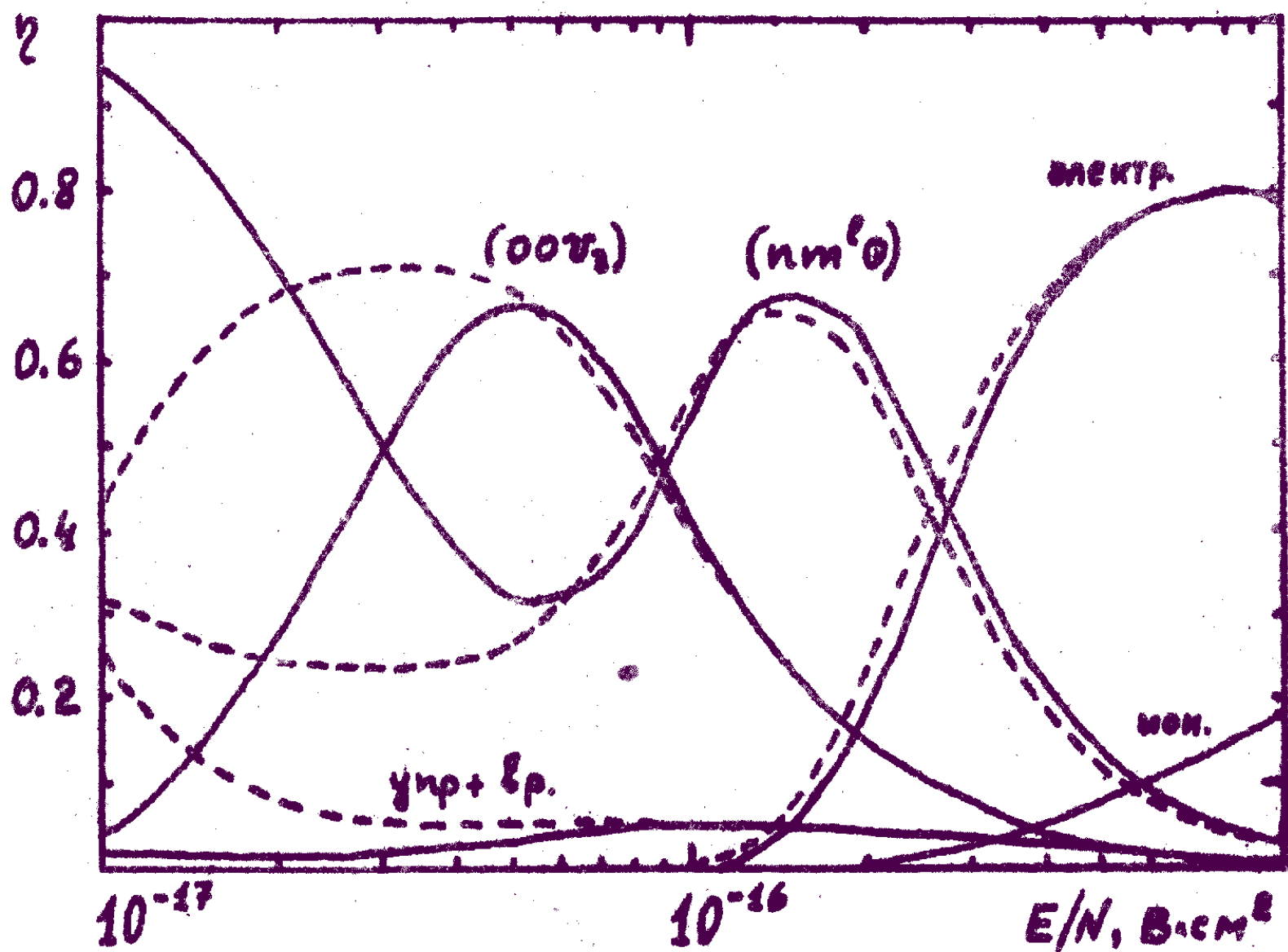


Рис. 16

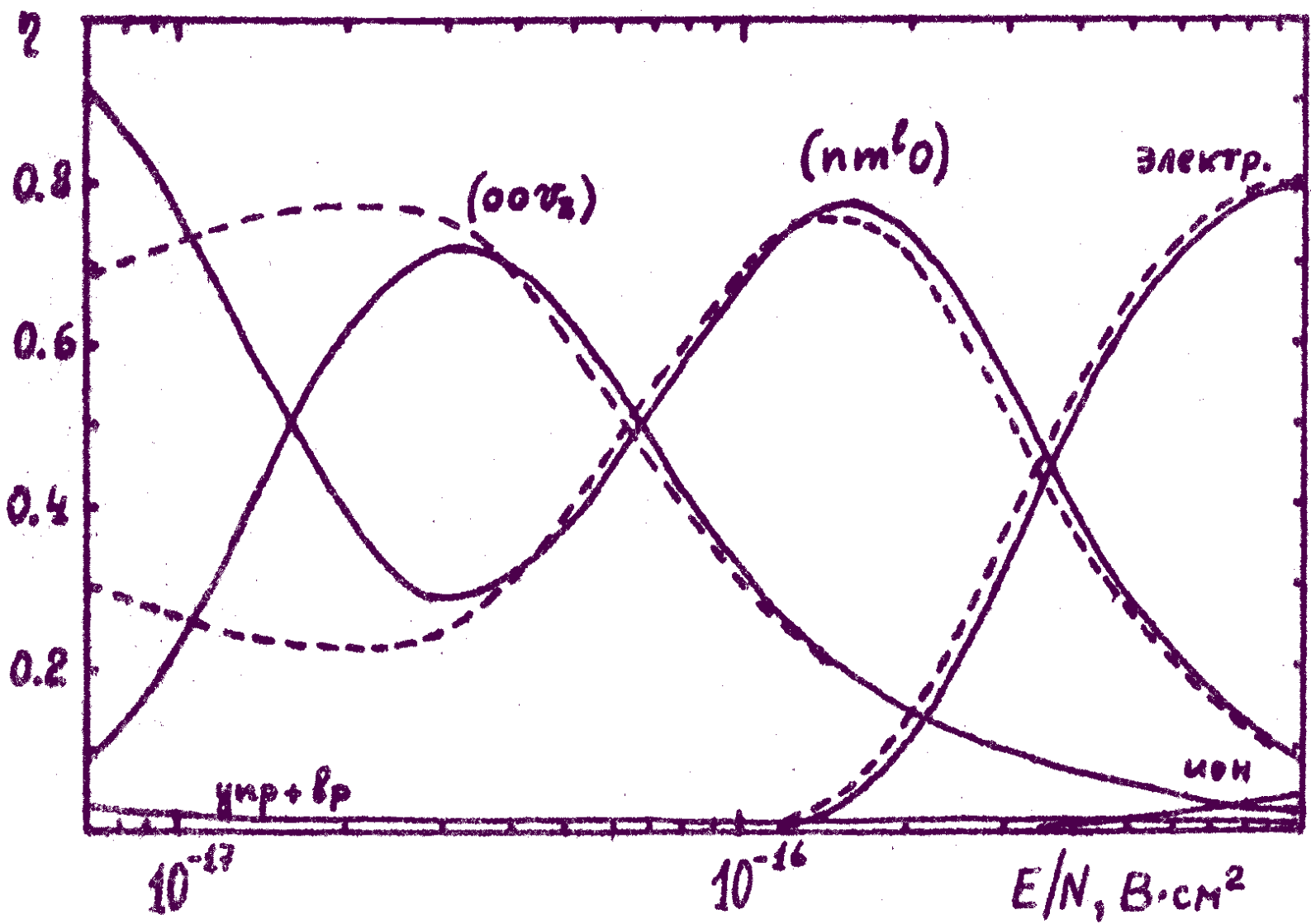


Рис. 17

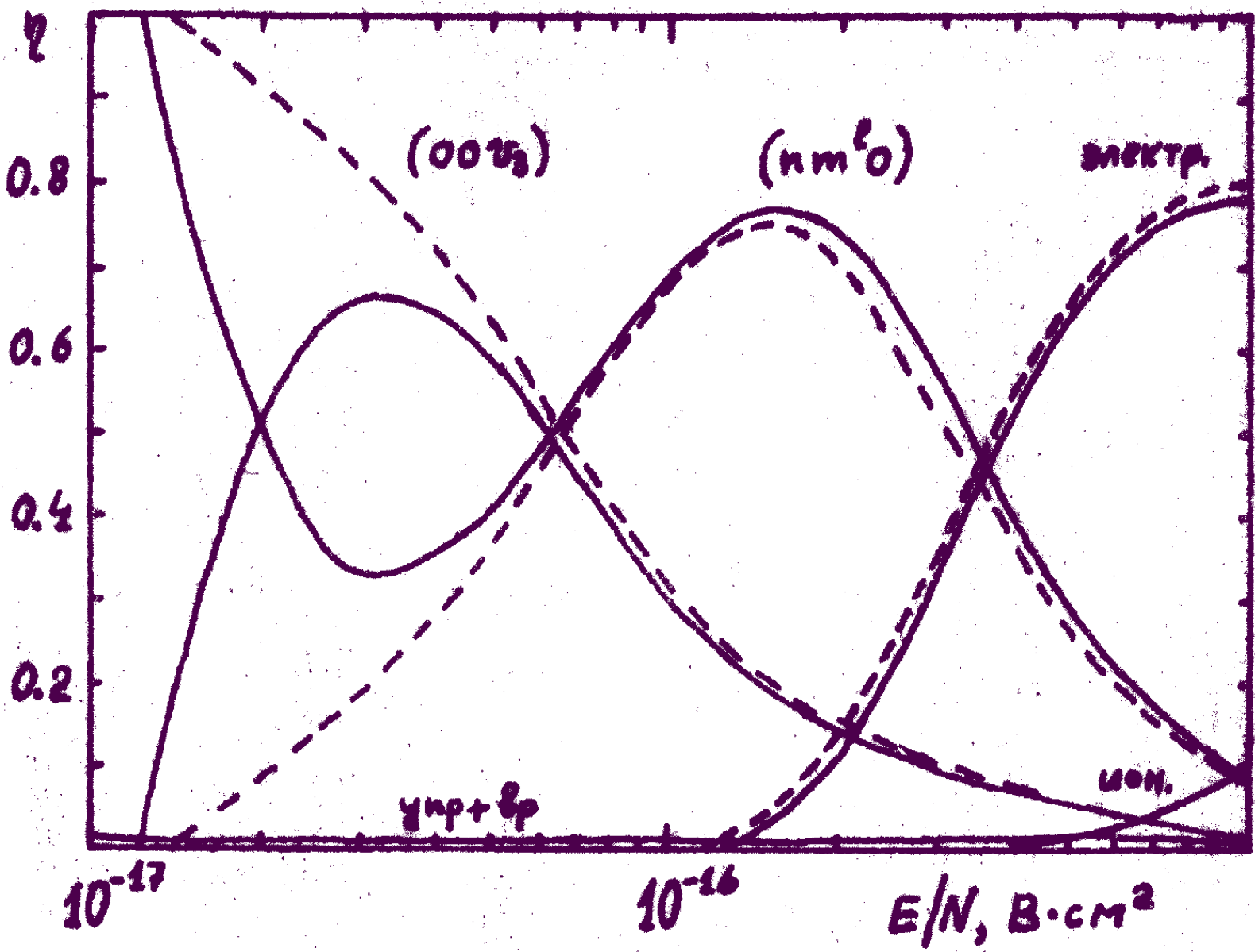


Рис. 18

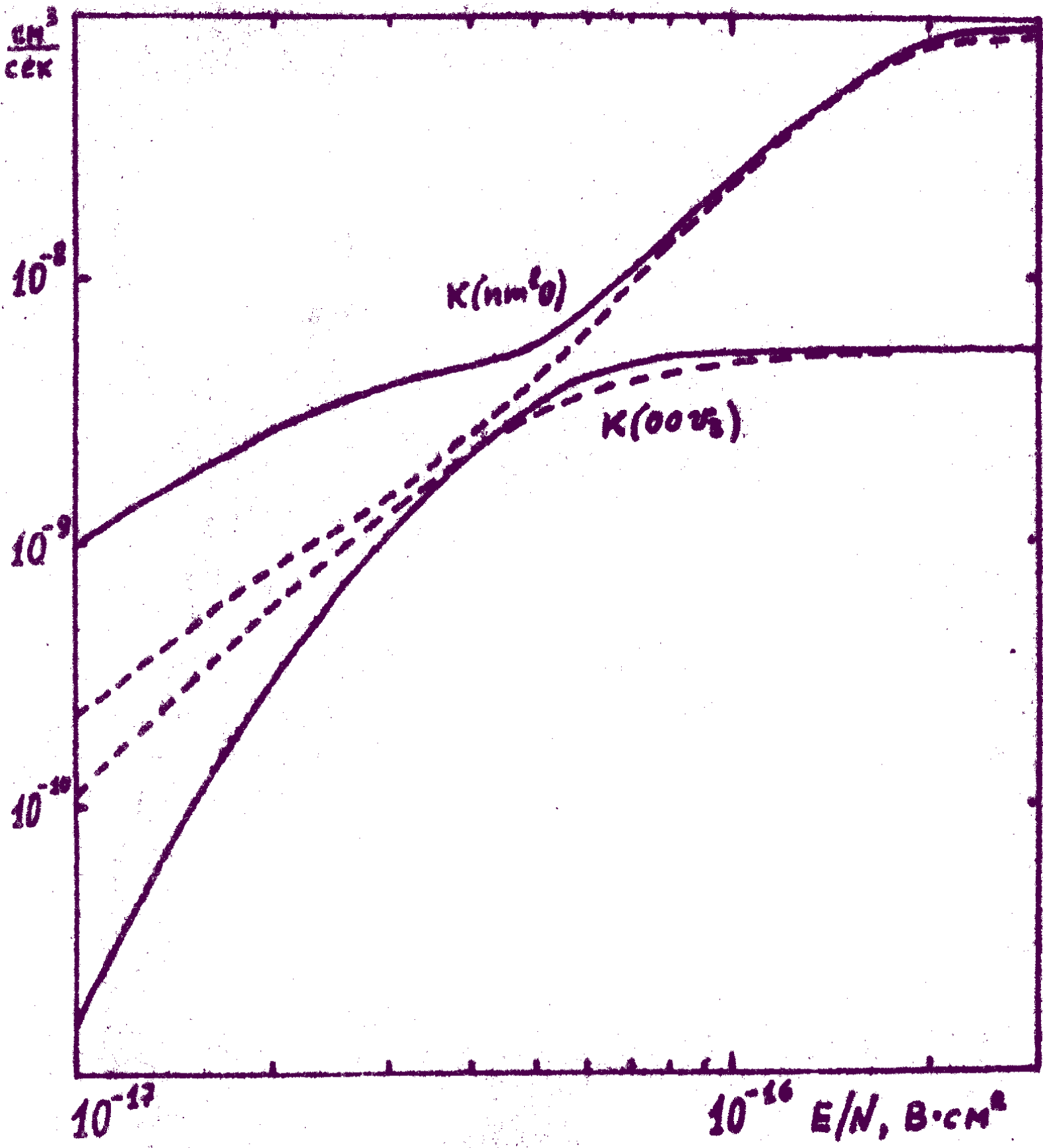


Рис. 19

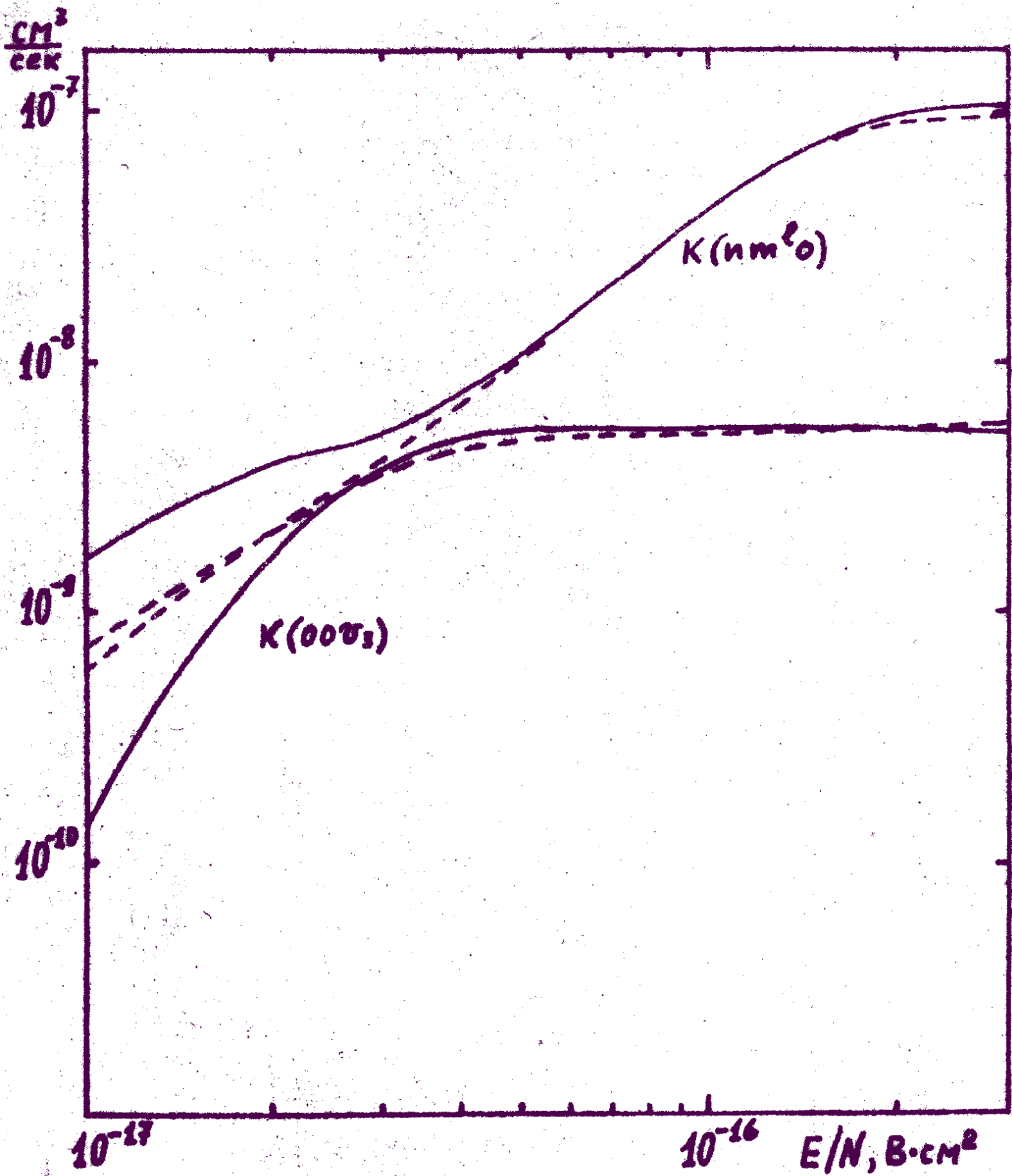


Рис. 20

Т - 04592

Подписано в печать 12 февраля 1982 года

Заказ № 127. Тираж 100 экз.

Отпечатано в Редакционно-издательском
отделе ФИАН СССР

Москва, В-312, Ленинский проспект, 53.