

Одинцов В. Г.

Б 1-1 - 8660.

С 323.5 + С 346.26

О. 425



17371 75

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б 1-1-8660

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19 75

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория ядерных проблем

В. Г. Одинцов

Б1-1-8660

РАСЧЕТ УГЛОВЫХ И ИМПУЛЬСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЕМЫХ В РЕАКЦИЯХ
ТИПА $p + N \rightarrow p(n, \pi^{\pm}, K^{\pm}, \bar{p}, \Sigma, \Lambda, \Xi) + \dots$
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 200 .. 300 Гэв

Депонированная публикация ОИЯИ

Получено поступило
в библиотеку
5 марта 75

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 1975 год

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение
2. Описание спектральных формул
3. Результаты расчетов
4. Заключение
5. Рисунки

I. Введение

В связи с появившейся возможностью постановки экспериментов на строящемся в ЦЕРН^е ускорителе нами был выполнен расчет угловых и импульсных характеристик вторичных частиц, образующихся в реакциях типа

$$p+N \rightarrow p(n, \pi^{\pm}, K^{\pm}, \bar{p}, \Lambda, \Sigma, \Xi) + \dots \quad (1)$$

при импульсах налетающего протона 200-300 Гэв/с.

Результаты аналогичных расчетов были уже опубликованы, например, в работе ^{1/}, но форма их представления, на наш взгляд, менее удобна для практического использования, нежели распределения, приводимые в данной работе.

Вычисления производились на ЭВМ СДС-6200 с помощью программы *W-129 SPIKY 12/*

Версия программы *SPIKY CERN* от 15.2.73 г.

Была расширена добавлением алгоритма для вычисления спектров вторичных частиц по формуле *Ванга 13/* и подготовлена для работы на ЭВМ СДС-6200 *ОИИП*.

Данный вариант программы *SPIKY* позволяет рассчитывать импульсные и угловые характеристики вторичных частиц, образованных в *pN'* взаимодействиях в рамках ряда моделей и эмпирических формул.

2. Описание спектральных формул.

Введем следующие обозначения:

- p_0, E_0 - импульс и энергия налетающего протона в лаб. системе
 p, E - импульс и энергия вторичной частицы в лаб. системе
 θ - угол вылета вторичной частицы, относительно падающей в лаб. системе

I. Усовершенствованная формула Тривлинга для вторичных протонов /4,5,6/

$$\frac{d^2N}{dpd\Omega} = \left[\frac{A_1}{p_0} \left(1 + \frac{A_4}{1+p} + \frac{1,5A_4}{(1+p)^2} \right) + \frac{A_2 p}{p_0^2} \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{p_0}{m_p} \right)^2} - \frac{p_0}{p} \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_p} \right)^2} \right) \right] p^2 \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{p_0}{m_p} \right)^2} - \frac{p_0 p}{m_p^2 \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_p} \right)^2}} \right) \exp(-A_3 p^2 \theta^2) \quad (2)$$

где $m_p = 0,9382$ - масса покоя протона, а параметры A_i даны в таблице I.

Таблица I.

A_1	A_2	A_3	A_4
0,55	-0,30	2,68	0

2. формула Трилинга для образования π^{\pm} мезонов /4,6,7,8/

$$\frac{d^2N}{dpd\Omega} = A_1 p^2 \exp\left(-A_2 \frac{p}{p_0} - A_3 p \sqrt{p_0} \theta\right) + A_4 \frac{p^2}{p_0} \exp\left(-A_5 \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 - A_6 p \theta\right) \quad (3)$$

где A_i приведены в таблице II

Таблица II

Частицы	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6
π^+	1,65	4,8	2,6	3,12	10,4	3,9
π^-	1,65	4,8	2,6	1,04	10,4	3,9

3. 10-ти параметрическая для вторичных π^{\pm} мезонов /7/

$$\frac{d^2N}{dpd\Omega} = A_1 p^{A_2} p_0^{A_3} \exp\left(A_4 p^{A_5} p_0^{A_6} - A_7 p^{A_8} p_0^{A_9} \theta^{A_{10}}\right) \quad (4)$$

Параметры A_i представлены в таблице III.

Таблица III.

Частицы	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7	A_8	A_9	A_{10}
π^+	0,111	0,828	0,563	2,234	2,955	-2,562	3,31	1,398	0,90	1,42
π^-	0,0953	0,5	0,563	3,193	2,76	-2,555	3,161	1,457	0,121	1,551

4. "СНР - формула" для вторичных $\pi^{\pm}, K^{\pm}, \bar{p}$ 191

$$\frac{d^2N}{dpd\Omega} = \frac{nE}{2\pi p_e T} \exp\left[-E\left(\frac{1}{T} + \frac{\theta}{p_e}\right)\right] \quad (5)$$

n - средняя множественность вторичных частиц

$$n = 0.45 \cdot E_0^{1/4}$$

T - средняя энергия, приходящаяся на одну частицу

$$T = 0.29 \cdot E_0^{3/4}$$

$p_e = 0.2$ Гэв/с - средний поперечный момент вторичных частиц.

5. формула Самфорда-Вонга для $\pi^{\pm}, K^{\pm}, \bar{p}$ 1101

$$\frac{d^2N}{dpd\Omega} = A_1 p^{A_2} \left(1 - \frac{p}{p_0}\right) \exp\left[\frac{A_3 p^{A_4}}{p_0^{A_5}} - A_6 \theta (p - A_7 p_0 \cos^{A_8} \theta)\right] \quad (6)$$

Параметры A_i даны в таблице IV.

Таблица IV

Частица	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7	A_8
π^+	1,092	0,6458	4,046	1,625	1,656	5,029	0,1722	82.65
π^-	0,821	0,5271	3,956	1,731	1,617	4,735	0,1984	88.75
K^+	0,05897	0,6916	3,744	4.520	4,190	4,928	0,1922	50.28
K^-	0,0221	1,323	9,671	1,712	1,643	4,673	0,1686	77.27
	0,01426	1,994	9,320	1,672	1,480	4,461	0,2026	78.00

**6. Полумпирическая формула Вонга для
вторичных π^{\pm}**

$$\frac{d^2N}{dp d\Omega} = A p_m X(1-X) \exp(-B X^C - D p_{\perp}) \quad (7)$$

где $X = \frac{p_c}{p_m}$, p_c - продольный импульс пиона
 p_m - максимальное значение продольного импульса
 p_{\perp} - поперечный импульс пиона, а параметры A, B, C, D
 представлены в таблице У.

Таблица 5

Частица	A	B	C	D
π^+	77,793	3,558	1,333	4,727
π^-	51,403	5,732	1,333	4,247

**7. Термодинамическая модель для расчета харак-
теристик вторичных частиц $p, \pi, \pi^{\pm}, K^{\pm}, \bar{p}, A, E, E$.**

Остановимся кратко на сущности этой модели. Термодинамическая модель основана на применении понятий термодинамики и кинематики коллективных движений. Она пригодна при энергиях выше нескольких десятков ГэВ.

Картина адрон-адронных взаимодействий в соответствии с этой моделью представляется в следующем виде ^{/11/}. При соударениях адронов образуется сгусток материи - "адронное вещество". Термодинамическое поведение этого вещества подобно поведению при кипе

нии, с температурой кипения $T_0 \approx 160$ Мэв. В "кипящем" адронном веществе происходят коллективные движения частиц вперед-назад в направлении линии соударения. Объем, занимаемый адронным веществом, состоит из элементарных объемов dV в которых адронное вещество описывается как статистическое равновесие всех видов адронов и резонансов.

Термодинамическая модель дает следующий основной вид спектральной формулы [11] для вторичной частицы вида i в реакциях типа



$$W_i(\vec{P}) = \int_{-1}^1 F(\chi_0, \lambda) L(\beta) f_i(\epsilon', \lambda) d\lambda$$

$$f_i(\epsilon', \lambda) = f_i(\epsilon', T) = \frac{z_i V}{8\pi^3} \exp\left(\frac{\epsilon' - 1}{T} + 1\right) \begin{pmatrix} - \text{бозоны} \\ + \text{фермионы} \end{pmatrix}$$

где,

$F(\chi_0, \lambda)$ - некоторая весовая функция, отображающая кинематику коллективных движений.

ϵ'_i, p'_i - полная энергия и импульс частицы i в системе покоя достаточно малого объема dV , содержащего частицу i

$T \approx T_0 \approx 160$ Мэв - температура

z_i - статистический вес фактор.

$V = \frac{4\pi}{3m_\pi^3}$ - объем, в котором происходит адрон-адронное взаимодействие

m_π - масса пиона

$L(\beta)$ - Лоренц-преобразование от системы покоя K^I в систему покоя реакции

$$\lambda = \operatorname{sgn}(\beta) \frac{\gamma - 1}{\gamma_0 - 1} \quad -1 \leq \lambda \leq 1$$

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} - \text{Лоренц-фактор} \quad 1 \leq \gamma \leq \gamma_0$$

β - скорость частицы
 величины c, h, k (постоянная Больцмана) полагаются
 равными 1.

Результаты расчетов

В результате расчетов по формулам (1) - (7) были получены
 следующие спектры вторичных частиц образованных в реакциях
 типа (1)

$$\begin{aligned} \text{а) } & \frac{d^2 N}{dp d\Omega} \left[\frac{\text{частицы}}{(\bar{E}_B/k)(SN)(\text{взаимог. протон})} \right] \\ \text{б) } & \frac{dN}{d\Omega} = \int \frac{d^2 N}{dp d\Omega} dp \left[\frac{\text{частицы}}{(SN)(\text{взаимог. протон})} \right] \\ \text{в) } & \frac{dN}{dp} = \int \frac{d^2 N}{dp d\Omega} d\Omega \left[\frac{\text{частицы}}{(\bar{E}_B/k)(\text{взаимог. протон})} \right] \end{aligned}$$

а также вычислены величины:

1) множественность вторичных частиц вида l

$$N_l = \int W_l(\vec{p}) d^3 p$$

где $W_l(\vec{p})$ - спектральная формула вторичной частицы вида l ,
 зависящая от ее импульса;

2) Коэффициент неупругости частицы вида e

$$K_e(E) = \frac{1}{E} \int \sqrt{p^2 + m_e^2} W_e(\vec{p}) d^3\vec{p}$$

где E - энергия налетающей частицы в с.ц.м.

3) $\langle p_e \rangle$ - средний импульс вторичной частицы вида e

$$\langle p_e \rangle = \frac{1}{m_e} \int \vec{p} W_e(\vec{p}) d^3\vec{p}$$

4) $\langle p_{\perp e} \rangle$ - средний поперечный импульс частицы вида e

$$\langle p_{\perp e} \rangle = \frac{1}{m_e} \int \vec{p}_{\perp} W_e(\vec{p}) d^3\vec{p}$$

Все расчеты были проведены для импульса первичного протона 200 и 300 ГэВ/с.

Результаты вычислений величин n_e , K_e , $\langle p_e \rangle$ и $\langle p_{\perp e} \rangle$ вычисленных с помощью термодинамической модели, представлены в таблице VII.

Таблица VII

Вел.	Имп. P ГэВ/с	ρ	n	π^+	π^-	K^+	K^-	\bar{p}	Λ	Σ	Ξ
n	200	1.76	1.76	3.27	4.16	1.81	1.11	0.17	0.17	0.17	0.16
	300	1.88	1.68	3.71	4.6	2.15	1.48	0.26	0.14	0.14	0.16
K	200	0.49	0.36	0.19	0.25	0.14	0.06	0.01	0.03	0.03	0.02
	300	0.43	0.35	0.22	0.27	0.16	0.07	0.02	0.02	0.02	0.02
$\langle p \rangle$	200	48.1	41.26	11.50	11.74	16.13	11.02	16.37	32.16	33.	21.71
	300	68.3	61.95	17.68	17.3	21.43	14.8	20.60	53.84	53.68	38.24
$\langle p_{\perp} \rangle$	200	0.56	0.57	0.37	0.35	0.50	0.44	0.54	0.66	0.64	0.61
	300	0.6	0.61	0.39	0.35	0.50	0.45	0.54	0.67	0.66	0.60

На рис. 1, 4, 6, 9, 12, 15, 18, 21, 23, 25 приведены спектры $\frac{d^2N}{dpd\Omega}$ вторичных $p, n, \pi^{\pm}, K^{\pm}, \bar{p}, \Lambda, \Sigma, \Xi$ соответственно, рассчитанные по одной из (1) - (7) спектральных формул: а) для импульса налетающего P 200 Гэв/с, б) - 300 Гэв/с.

Данные спектры представлены как функции углов вылета вторичных частиц.

Кривые, изображенные на каждом из указательных рисунков соответствуют определенным импульсам вторичной частицы, величина которого отмечена над кривой.

Согласно приведенным предсказаниям спектров $\frac{d^2N}{dpd\Omega}$ следует, что выход вторичных частиц с импульсами $p > 20$ Гэв/с должен наблюдаться в узком конусе, образующая которого составляет с осью соударения $\sim 5^{\circ}$, а для частиц с импульсом $p > 100$ Гэв/с $\sim 2^{\circ}$.

На рис. 2, 7, 10, 13, 16, 19 изображены спектры $\frac{d^2N}{dpd\Omega}$ вторичных $p, \pi^+, \pi^-, K^+, K^-, \bar{p}$, соответственно, рассчитанные для сравнения по нескольким спектральным формулам для каждого вида частиц:

а) для первичного импульса 200 Гэв/с ,

б) - 300 Гэв/с

Из рис. 2 видно, что спектры $\frac{d^2N}{dpd\Omega}$, рассчитанные для вторичного протона по формуле Триллинга и термодинамической модели согласуются между собой в рамках соотношения

$$\Delta = \left| \left(\log_{10} \frac{d^2N}{dpd\Omega} \right)_{\text{ТРИЛЛИНГ}} - \left(\log_{10} \frac{d^2N}{dpd\Omega} \right)_{\text{ТЕРМОД}} \right| \leq 0.5$$

Согласно рис. 7 и 10, спектры $\frac{d^2N}{dpd\Omega}$ для вторичных π^+ и π^- , рассчитанные по формулам (2)-(7) качественно согласуются между собой (для любой пары спектров $\Delta \approx 0,3 \div 2,5$), за исключением спектров, рассчитанных по формуле (5) для $P_{\pi^\pm} < 40$ Гэв/с, для которых $\Delta_{max} \approx 6$.

Наиболее близки между собой предсказания полученные с помощью СКР- формулы и термодинамической модели ($\Delta = 0,5$ для $P_{\pi^\pm} \geq 100$ г/с).

На рис. 13, 16, 19 представлены спектры $\frac{d^2N}{dpd\Omega}$ вторичных K^+ , K^- и \bar{p} , рассчитанные по формулам (3)-(5). Для вторичных частиц с импульсом $p > 100$ Гэв/с спектры, рассчитанные по различным формулам хорошо согласуются между собой, тогда как при $p < 100$ Гэв/с эти спектры отличаются друг от друга.

На рис. 3, 5, 8, 11, 14, 17, 20, 22, 24, 26 изображены интегральные спектры $\frac{dN}{d\Omega}(a)$ и $\frac{dN}{dp}(b)$. Как видно из рис. серии а спектры $\frac{dN}{d\Omega}$ слабо зависят от импульса первичного протона.

В спектрах $\frac{dN}{dp}$ наблюдается пик в области импульсов вторичных частиц $p < 15$ Гэв/с, что соответствует большому выходу низкоэнергичных частиц.

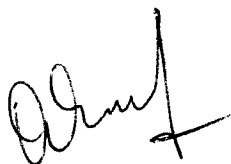
Сравнивая рис. 22-26 можно также заключить, что приведенные на них спектры слабо зависят от вида частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получена серия распределений по импульсам и углам вторичных частиц в реакциях (1) при 200-300 Гэв/с. Эти распределения могут быть использованы для планирования научной программы на существующих установках в указанной области энергий, а также для разработки проектов экспериментальных установок.

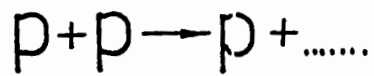
Предсказания, полученные с помощью некоторых из вышеописанных формул и термодинамической модели сравнивались с существующими в области сверхвысоких энергий экспериментальными данными например, в работе /12/. Как следует из этой работы, термодинамическая модель даёт спектры в основном согласующиеся с экспериментальными данными, но предсказания абсолютных значений в большинстве случаев больше в 2-3 раза. Спектры же, рассчитанные с помощью эмпирической формулы Воуга (6), более отличаются от экспериментальных, чем спектры, предсказанные термодинамической моделью.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить В.П. Дзедепова и Ю.А. Будагова за инициирование данной работы, постоянное внимание к ней и ценные обсуждения, В.Б. Виноградова за обсуждение ряда вопросов и полезные советы, сделанные по ходу выполнения работы.

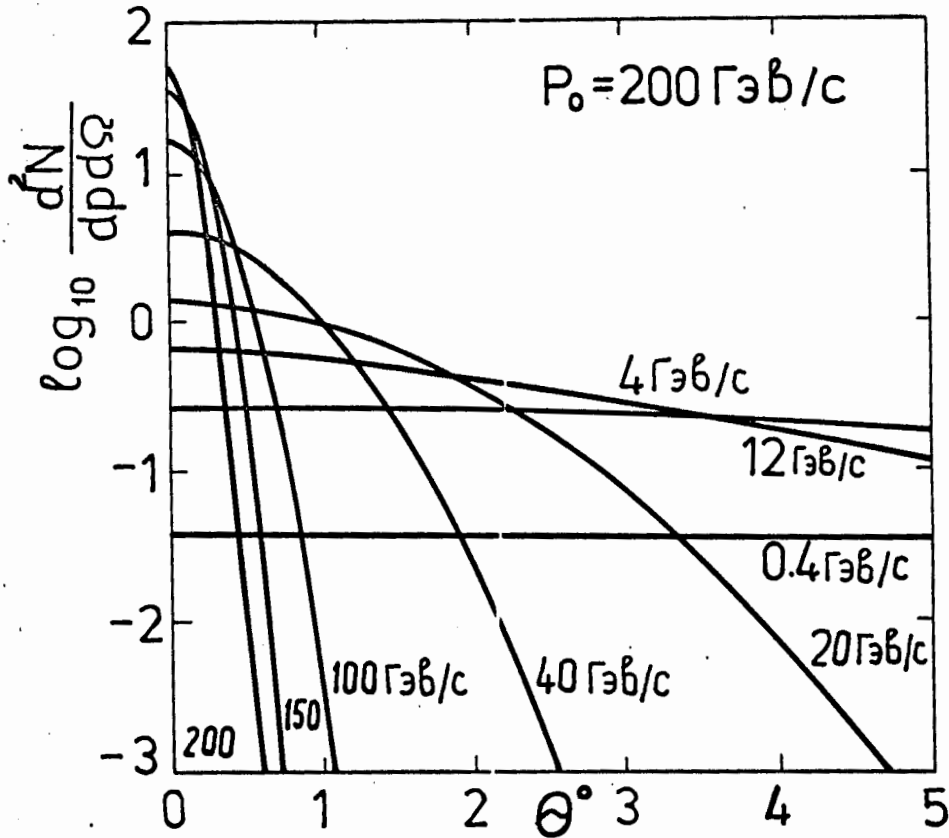


ЛИТЕРАТУРА

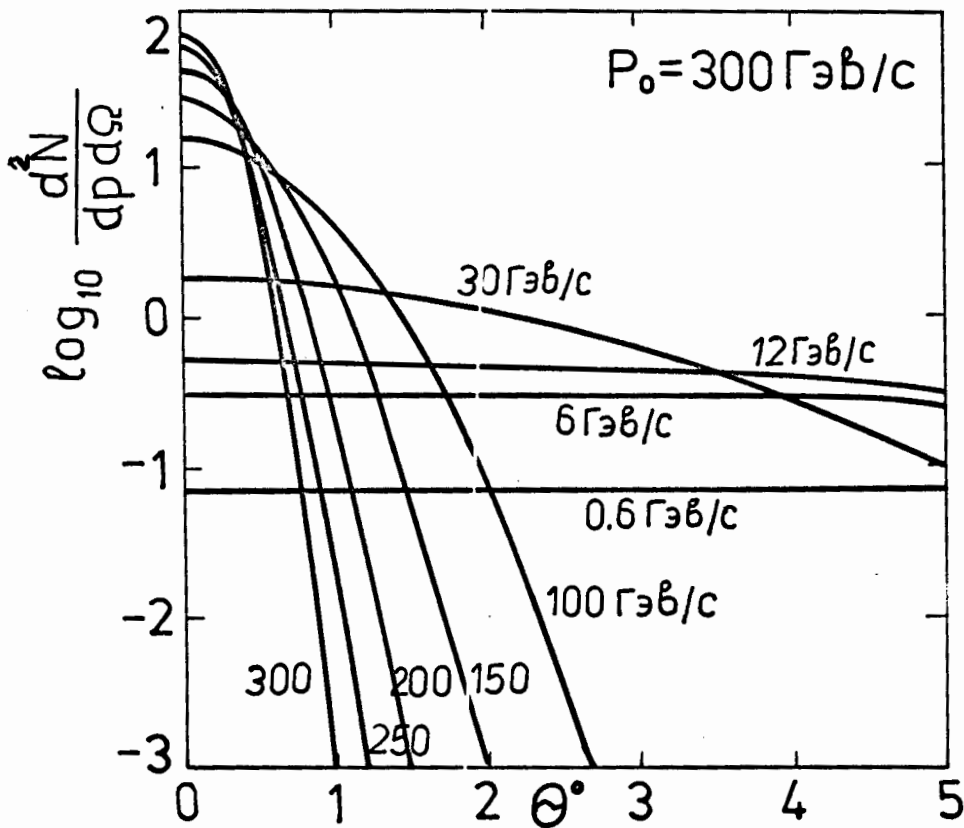
1. H. Grote et all, CERN, Atlas of particle production spectra, dec. 1970.
2. J. Ranft, CERN, W129, SPUKJ, Program Library.
3. C.L. Wang. Empirical Formula For Pion Production In pp Collision Up To 1500 GeV.
Project ISABELLE, BNL 17218.
4. G. Trilling. USID 10148, 2.5.1966.
5. J. Ranft, CERN MPS/Int. MU/EP 66-3, 9.2.1966.
6. J. Ranft, and T. Borack NAL Int. Rep. FN-193, 1969.
7. J. Ranft, CERN MPS/Int. MU/EP 66-7, 21.7.1966.
8. CERN/ECFA/72/4 Vol. 1, 300 GeV Working Group, p.199-204.
9. G. Cocconi et all, UCRL 10022, p. 167, 1962.
10. J.R. Sanford, C.L. Wang, BNL-IRS/CLW-1, 1.3.1967.
BNL-IRS/CLW-2, 1.5.1967.
11. R. Hagedorn, J. Ranft. Suppl. Nuovo Cim. 6, 169 (1968).
12. Baker W et all, NAL-PUB-74/13-EXP.



Расчет по формуле Триллинга

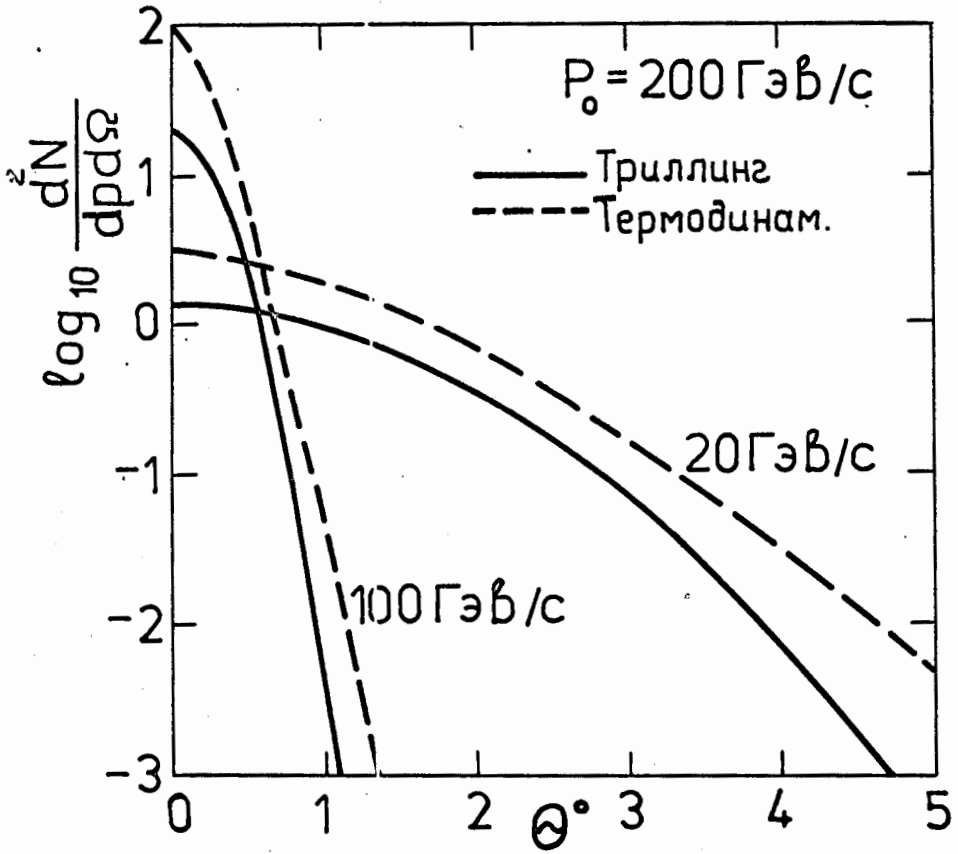
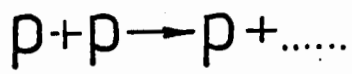


а)

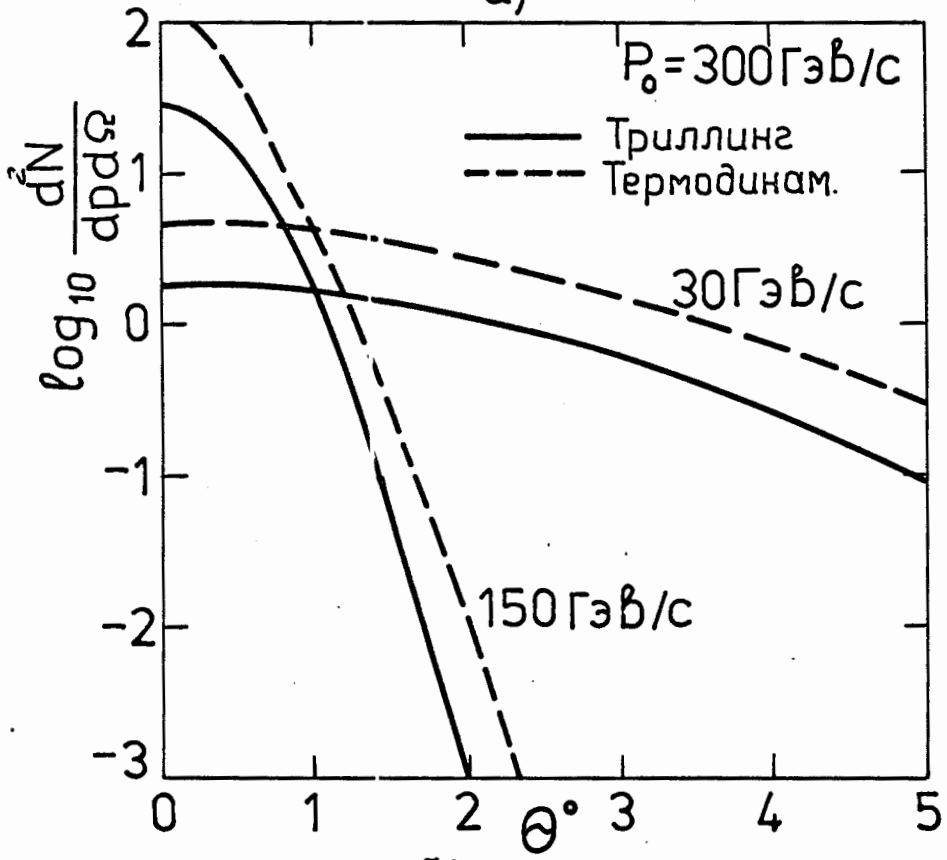


б)

Рис.1.

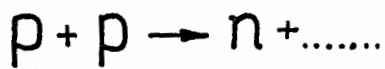


а)

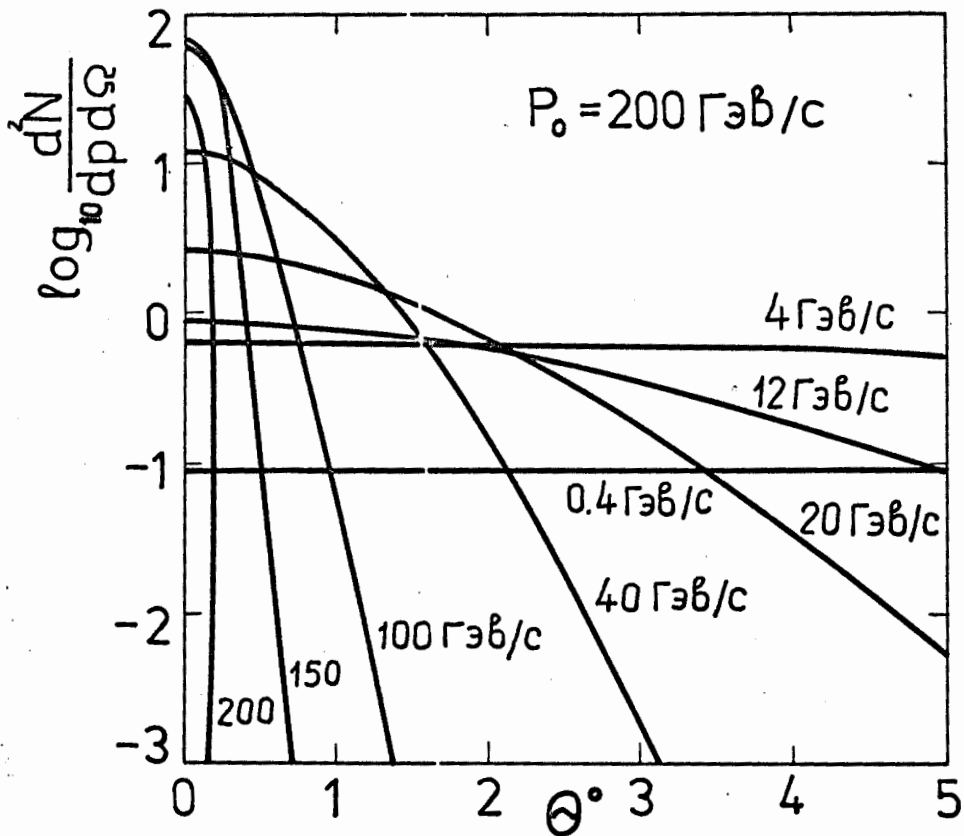


б)

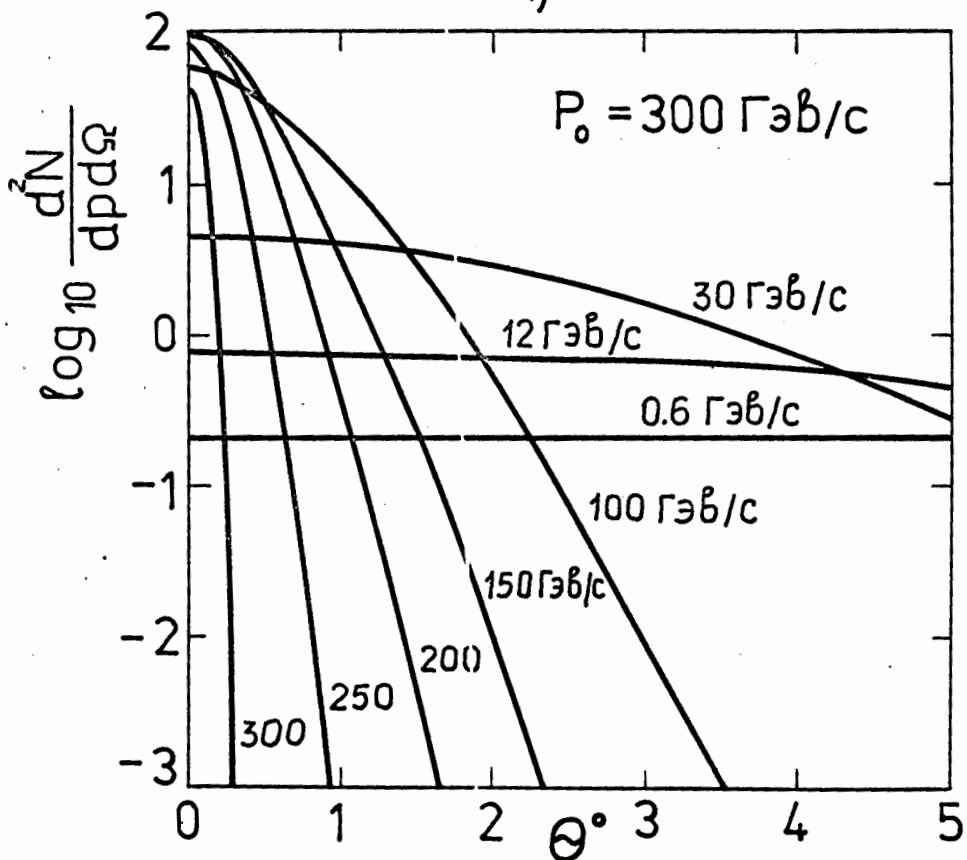
Рис.2.



Термодинамическая модель



а)

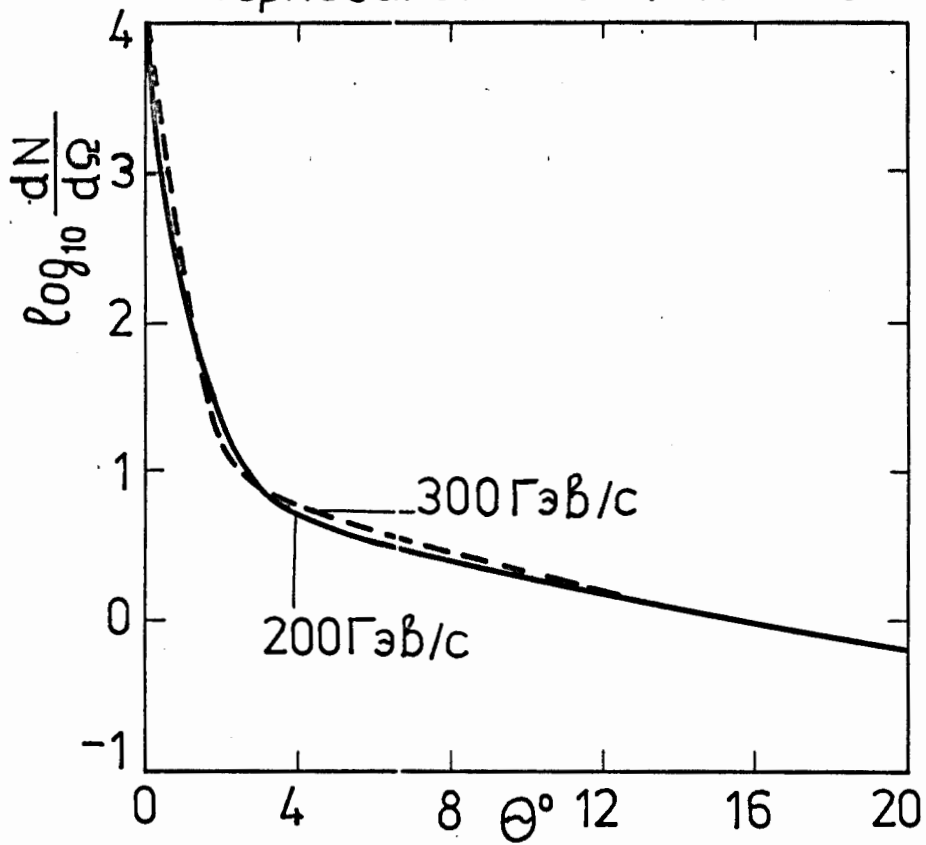


б)

Рис. 4.



Термодинамическая модель



а)

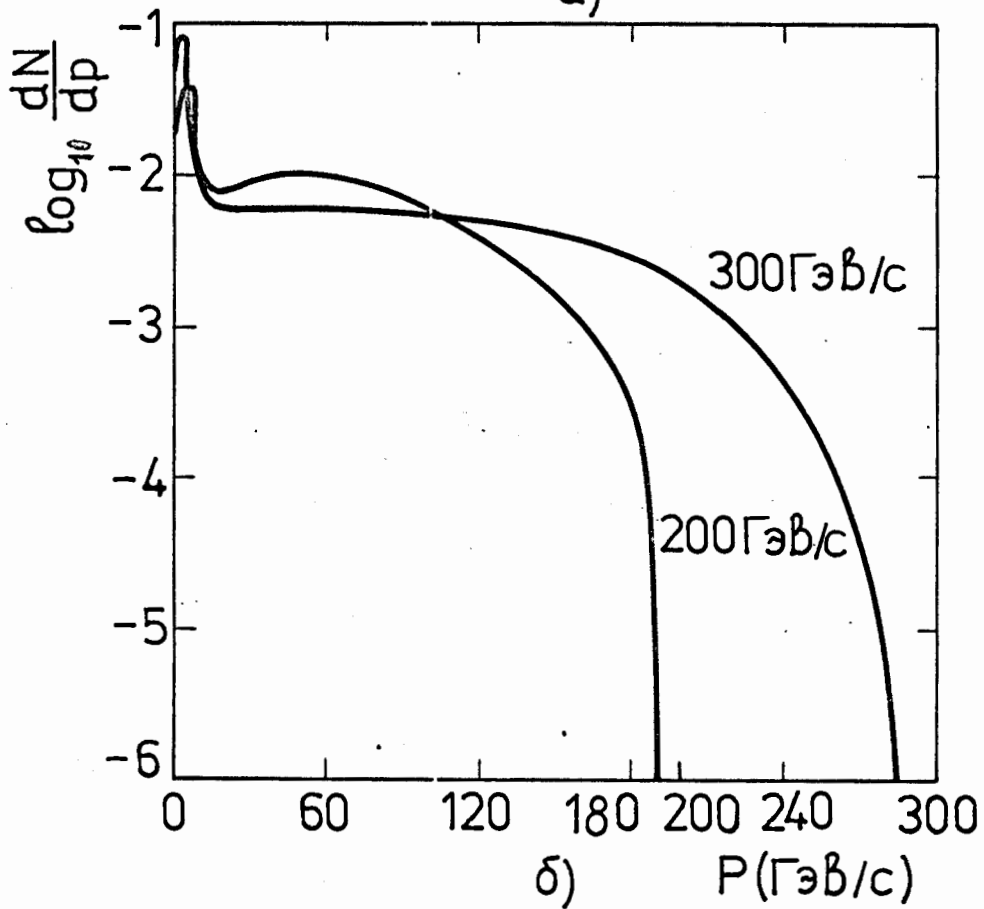
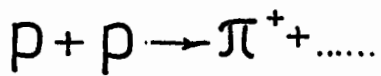
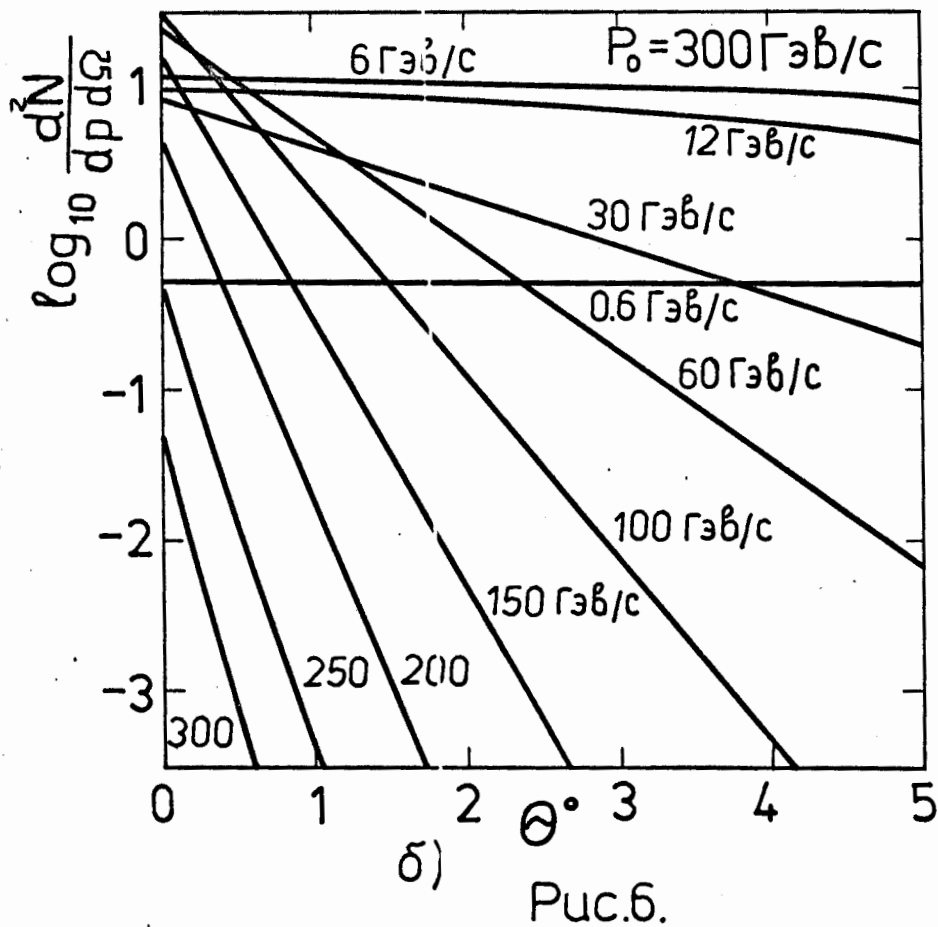
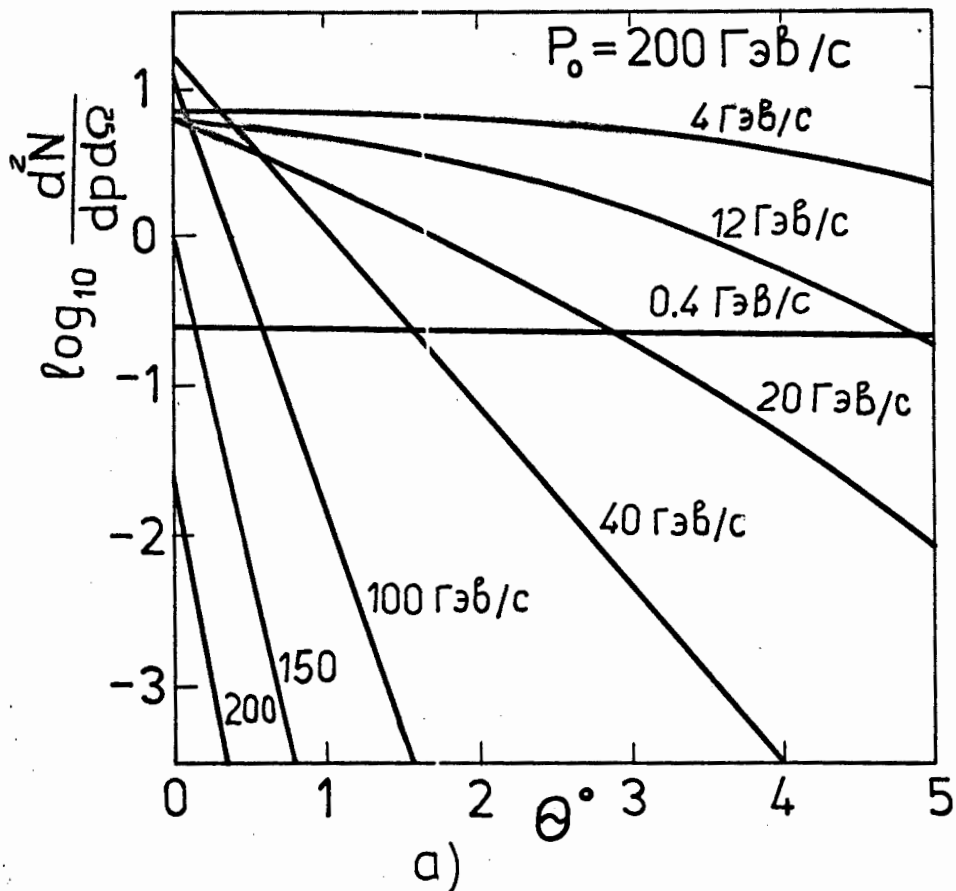
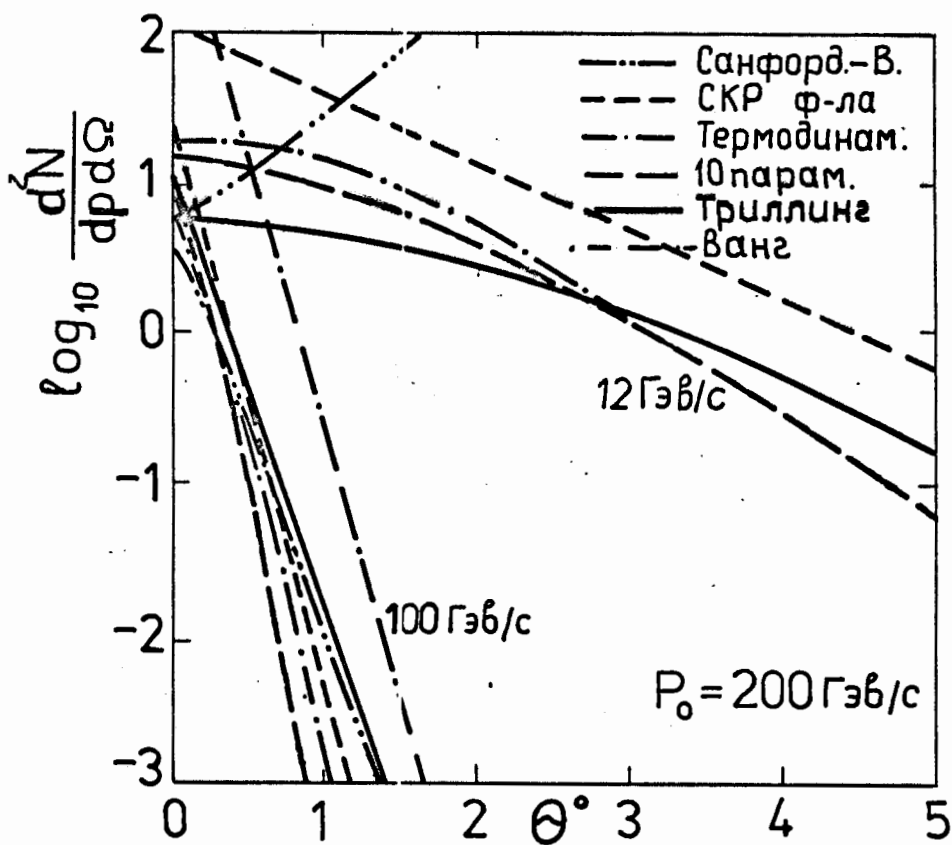
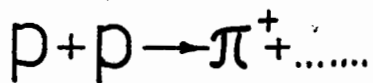


Рис.5.

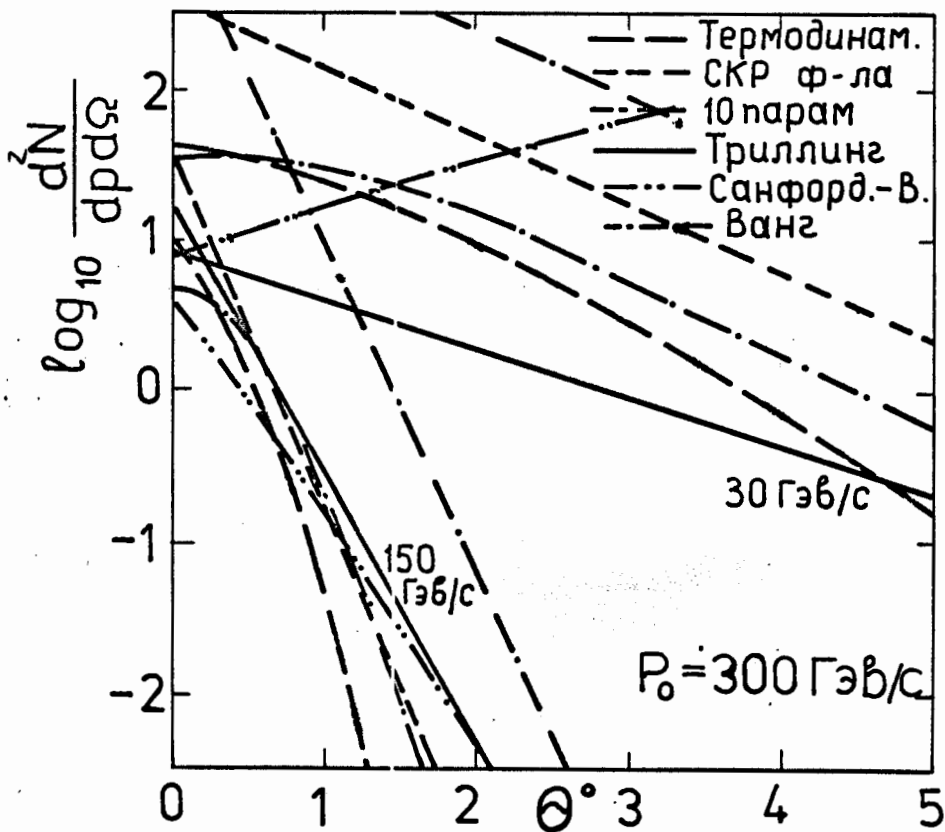


Расчет по формуле Триллинга



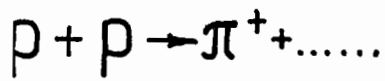


а)

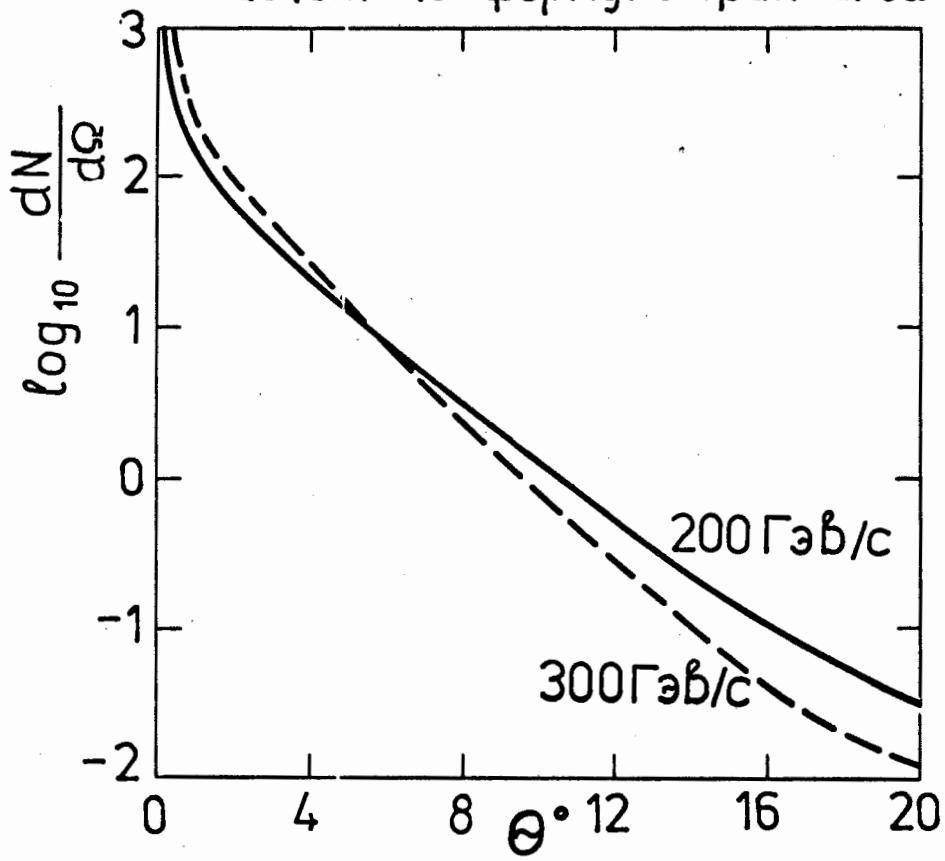


б)

Рис.7.



Расчет по формуле Триллинга



а)

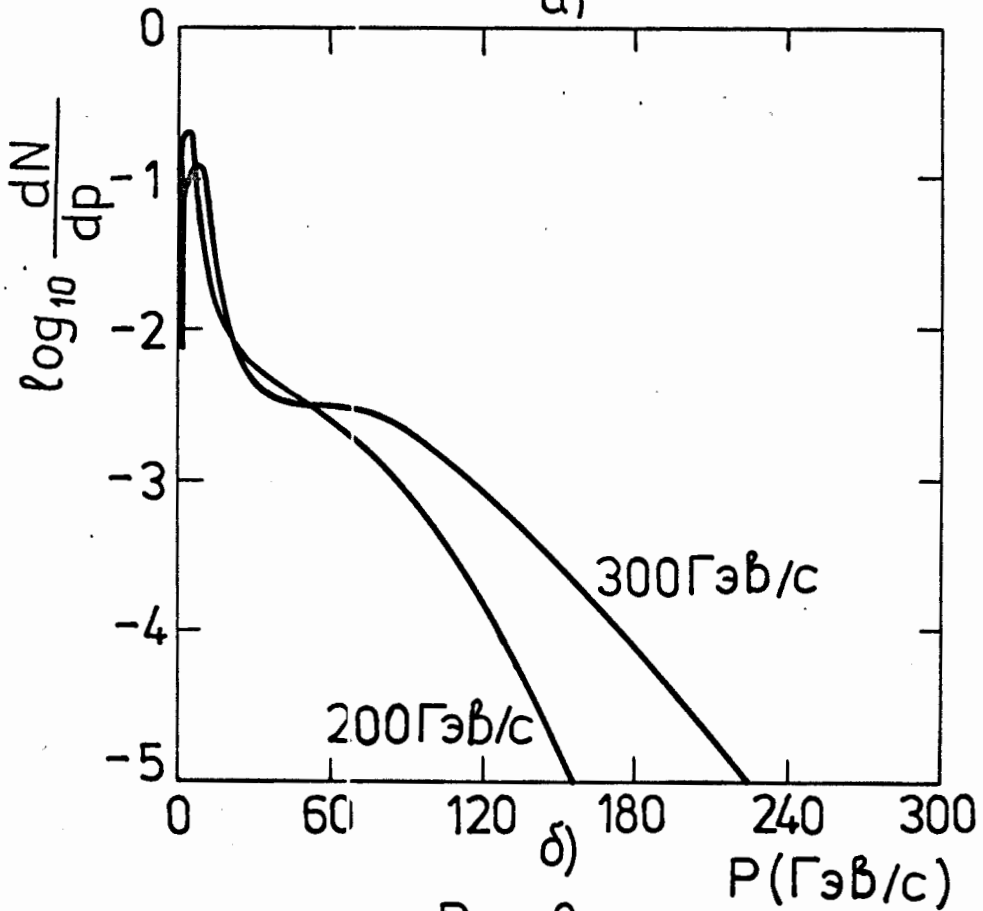
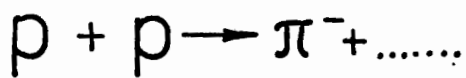


Рис. 8.



Расчет по формуле Триллинга

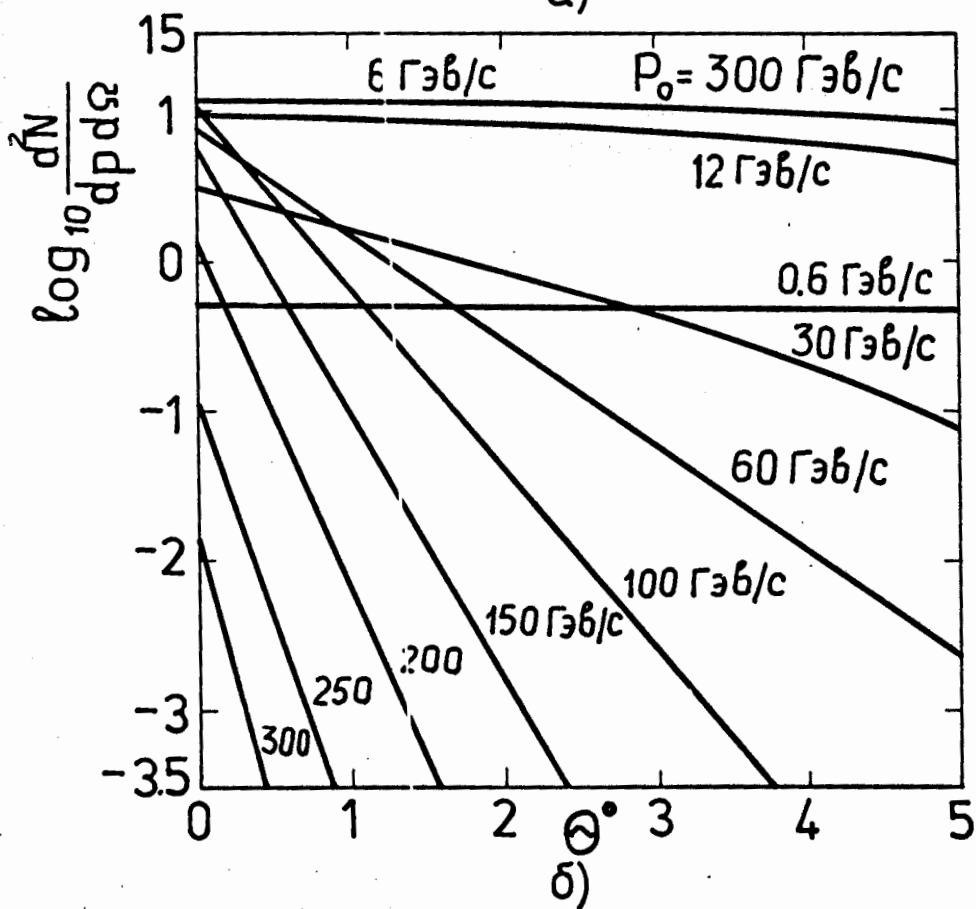
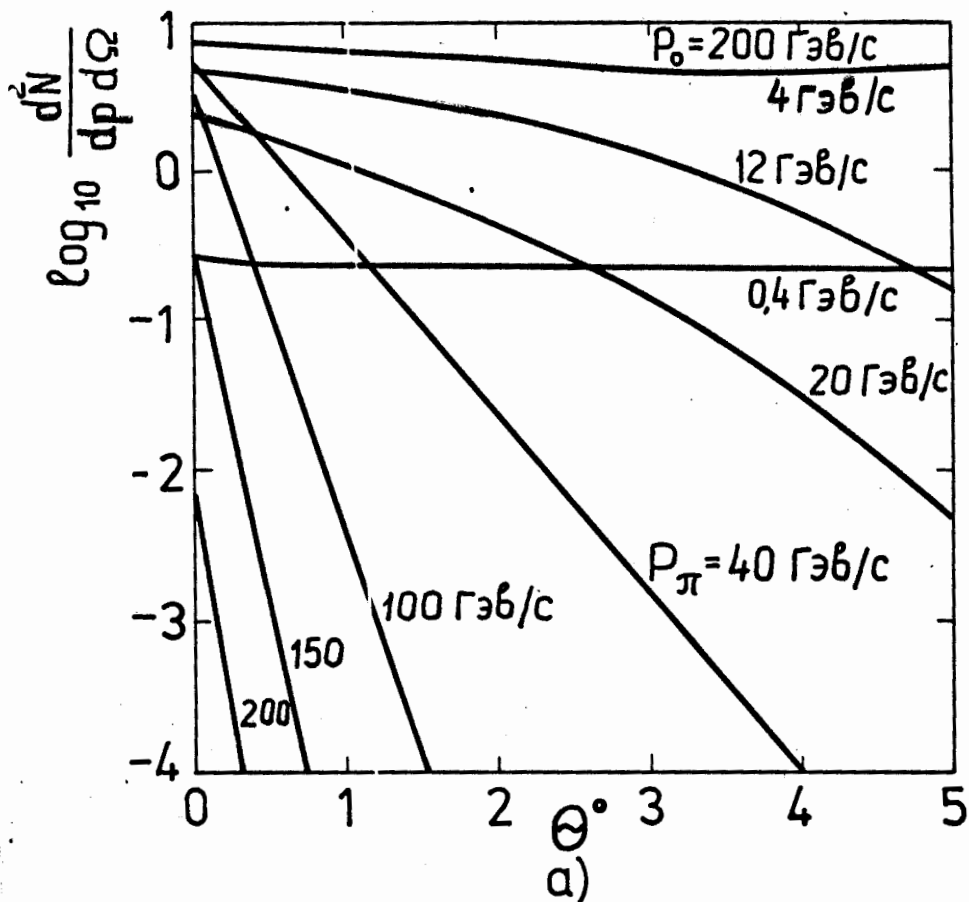
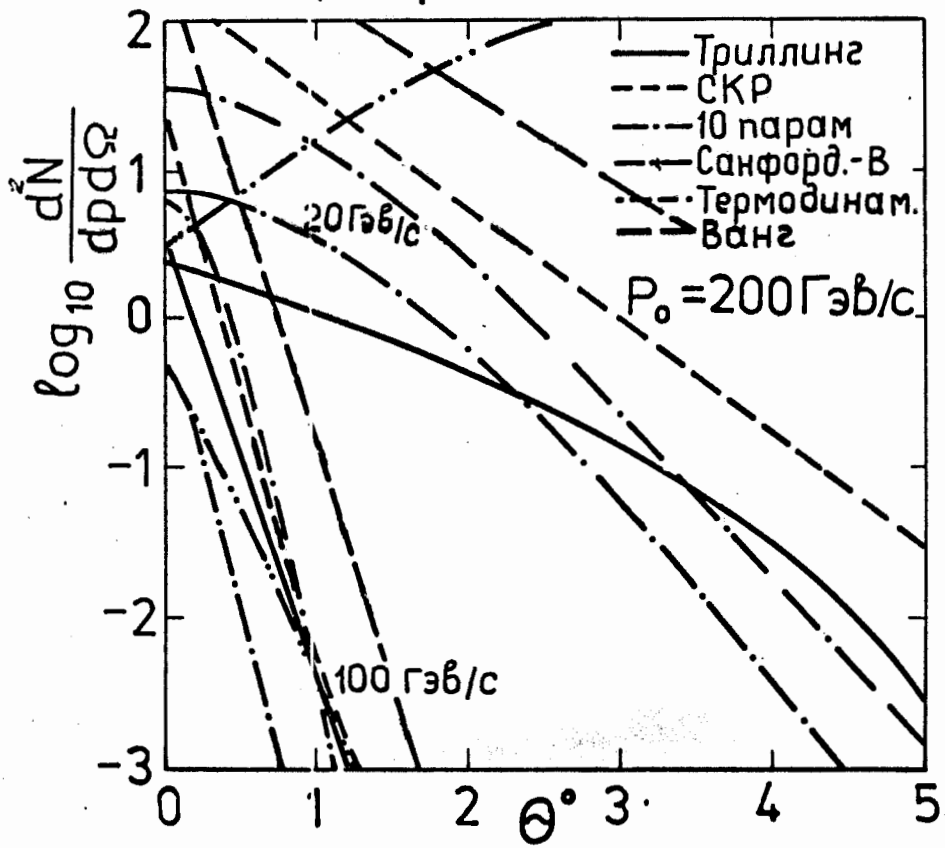
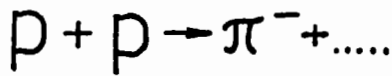
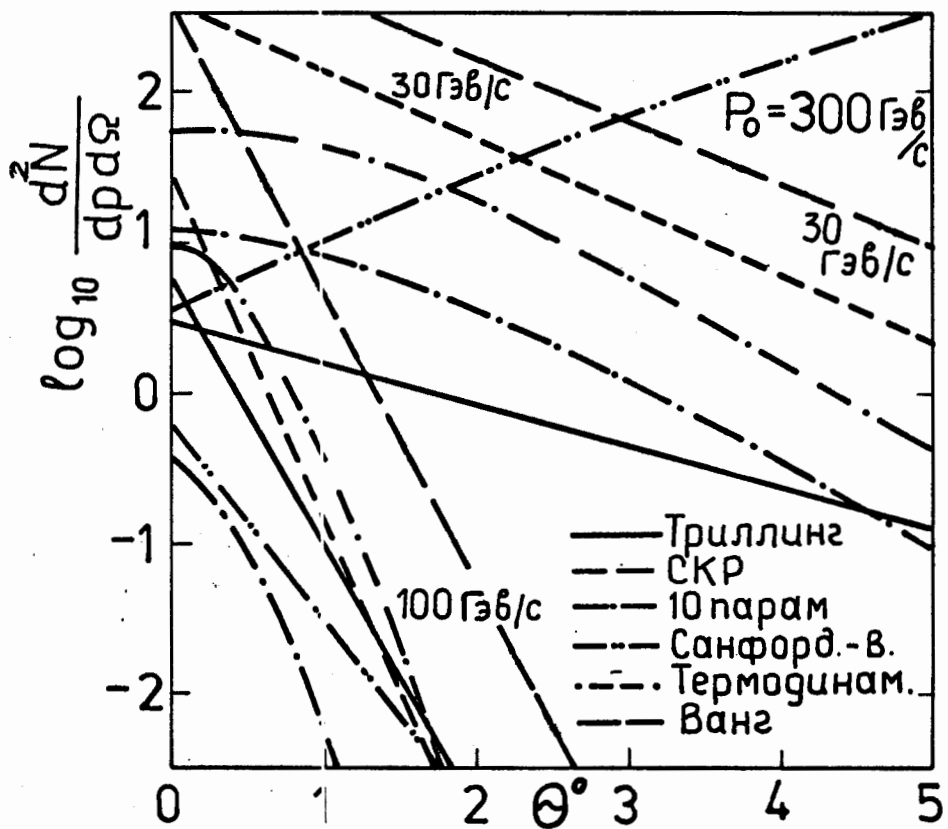


Рис. 9.



а)



б)

Рис.10.



Расчет по формуле Триллинга

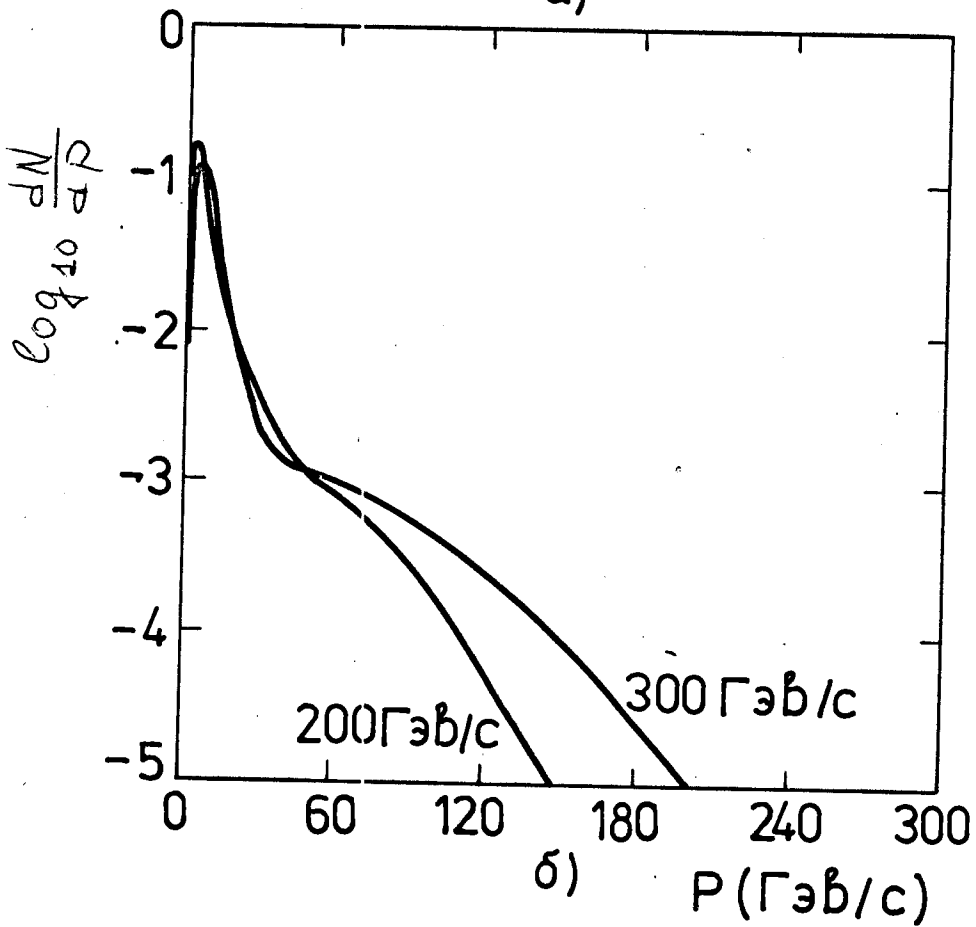
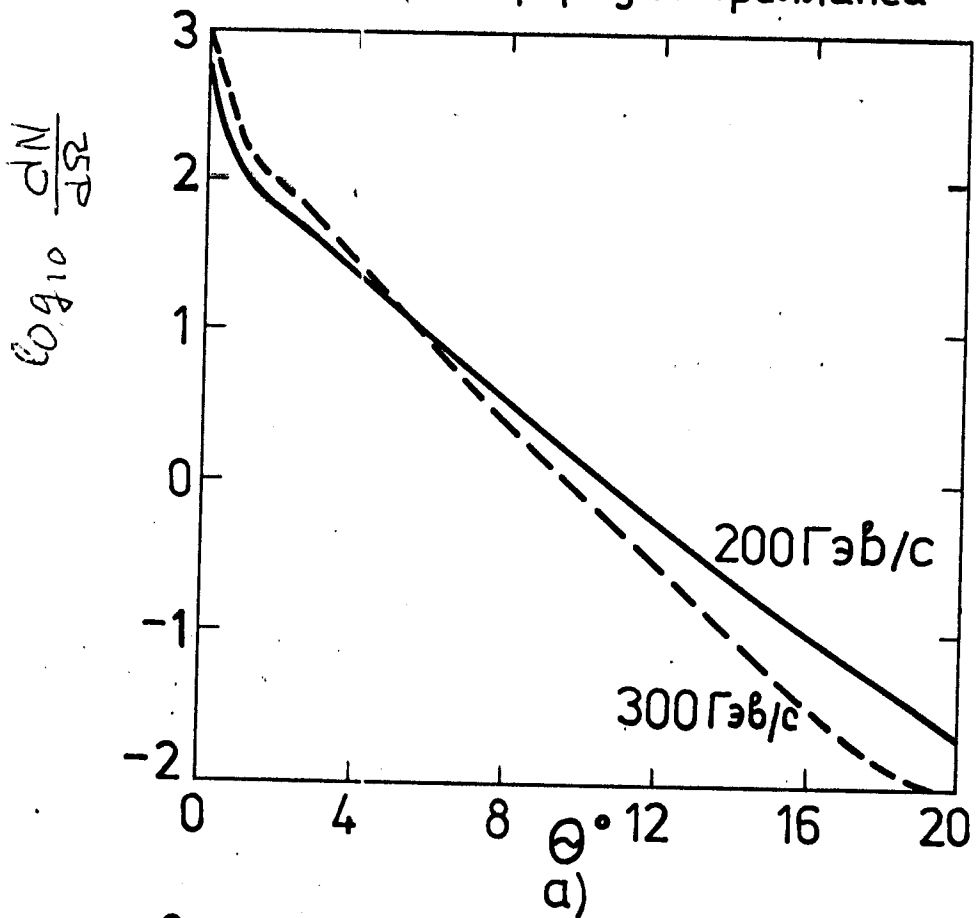
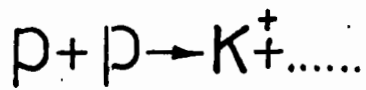


Рис.11.



Термодинамическая модель

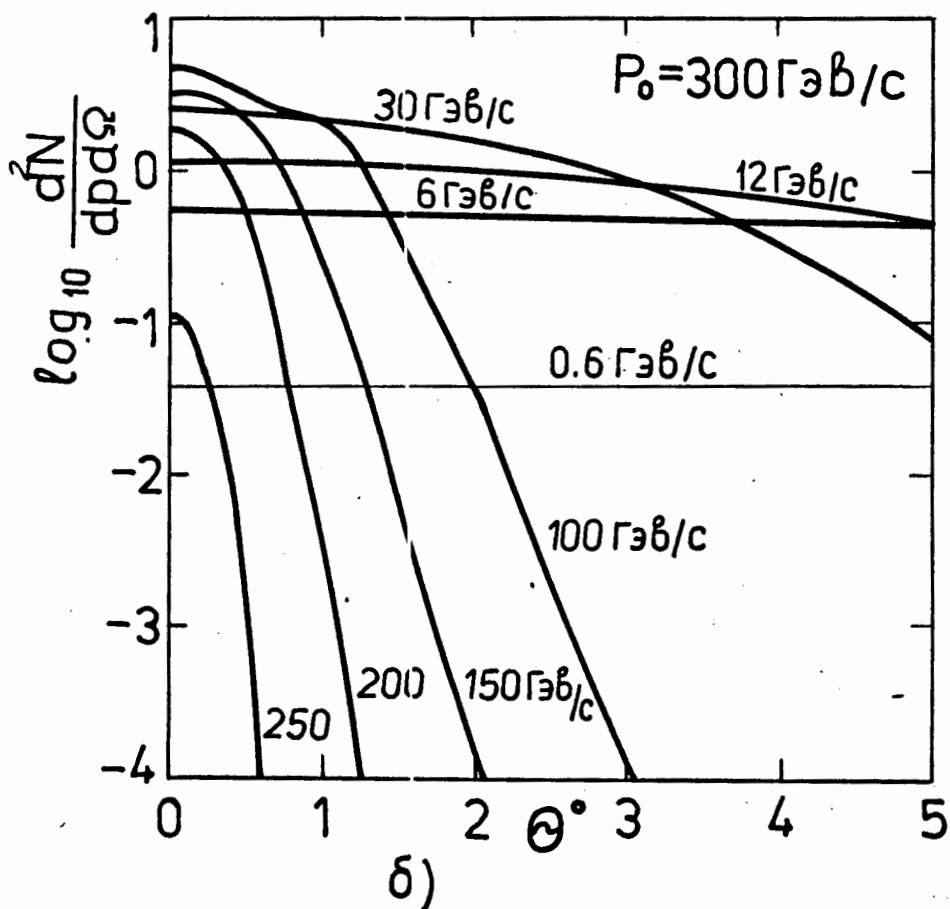
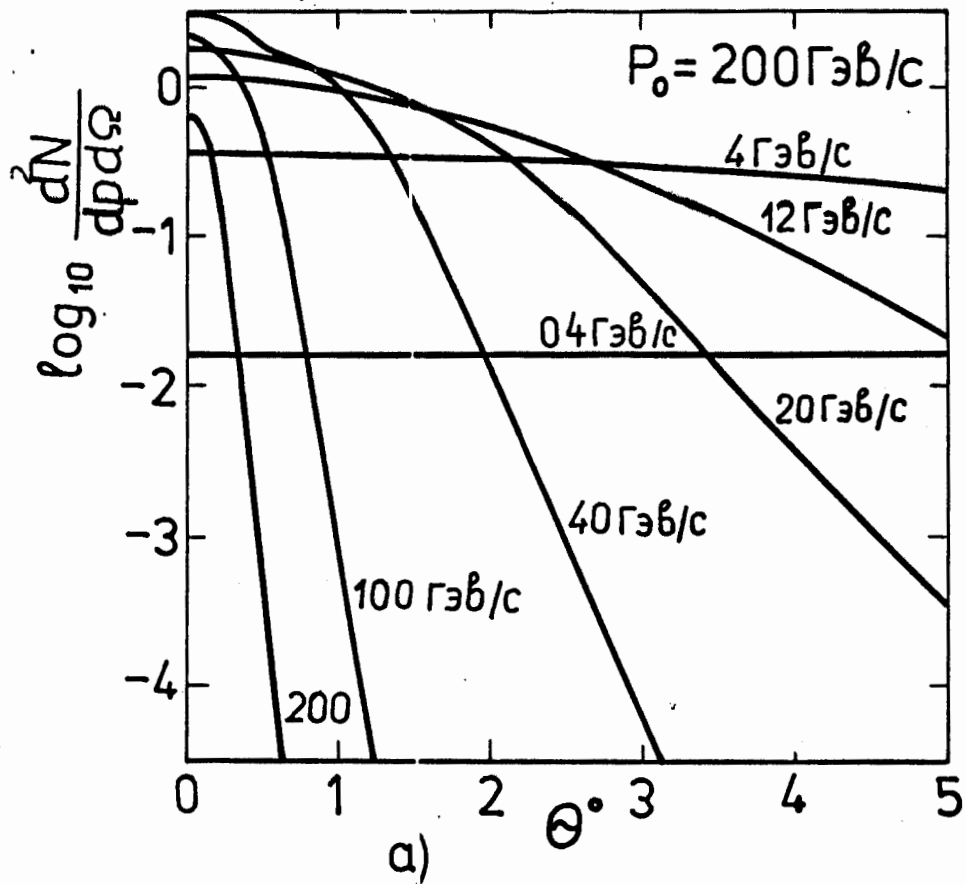


Рис.12.

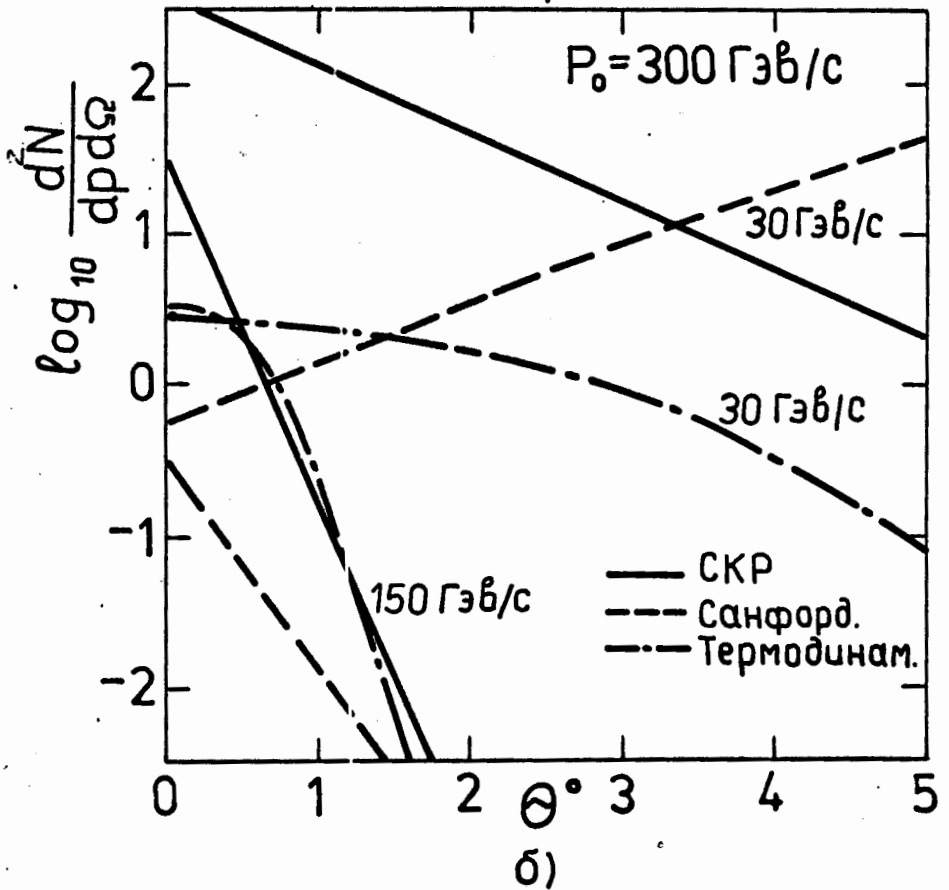
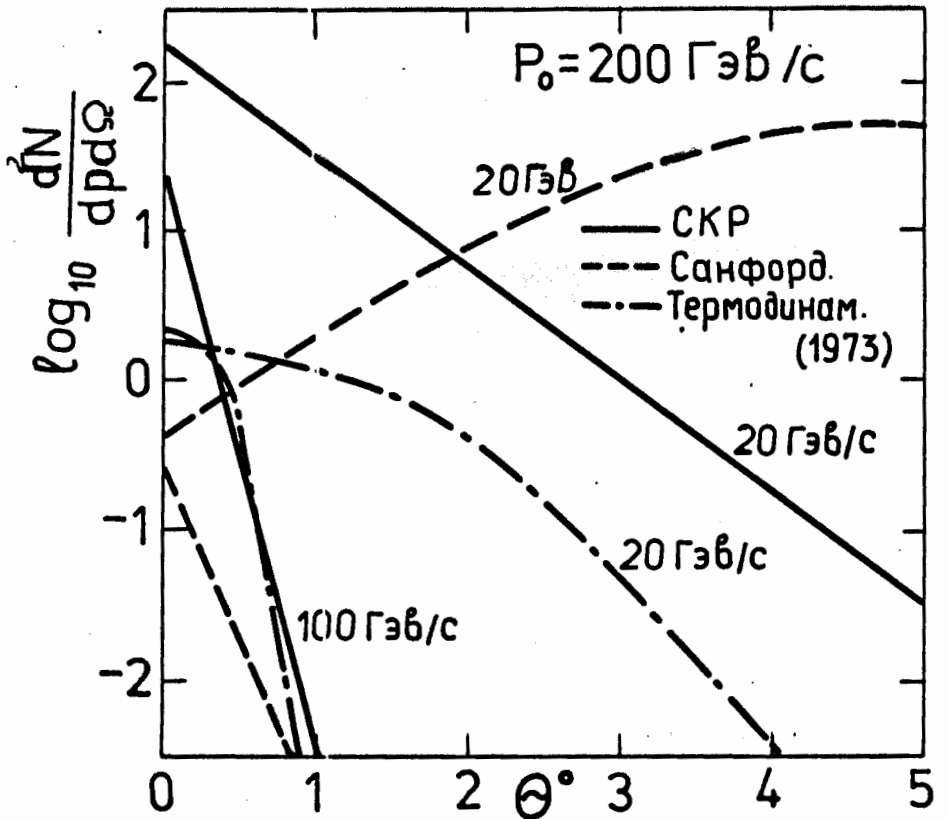
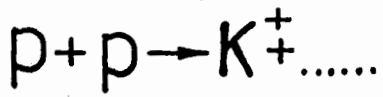
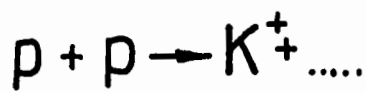
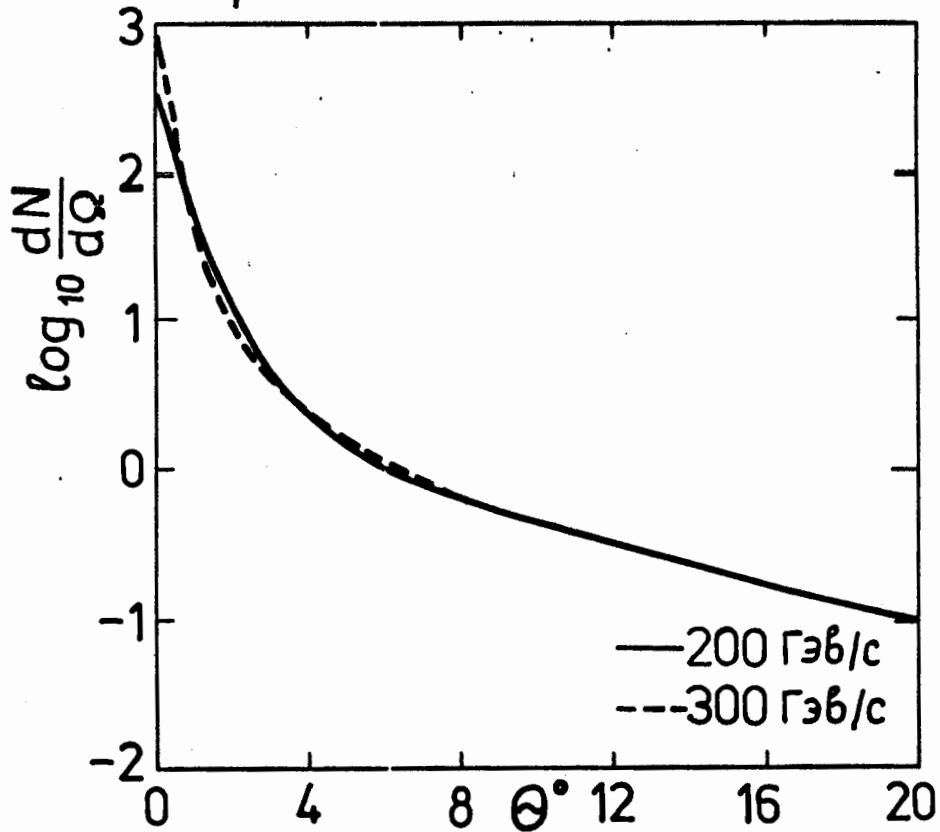


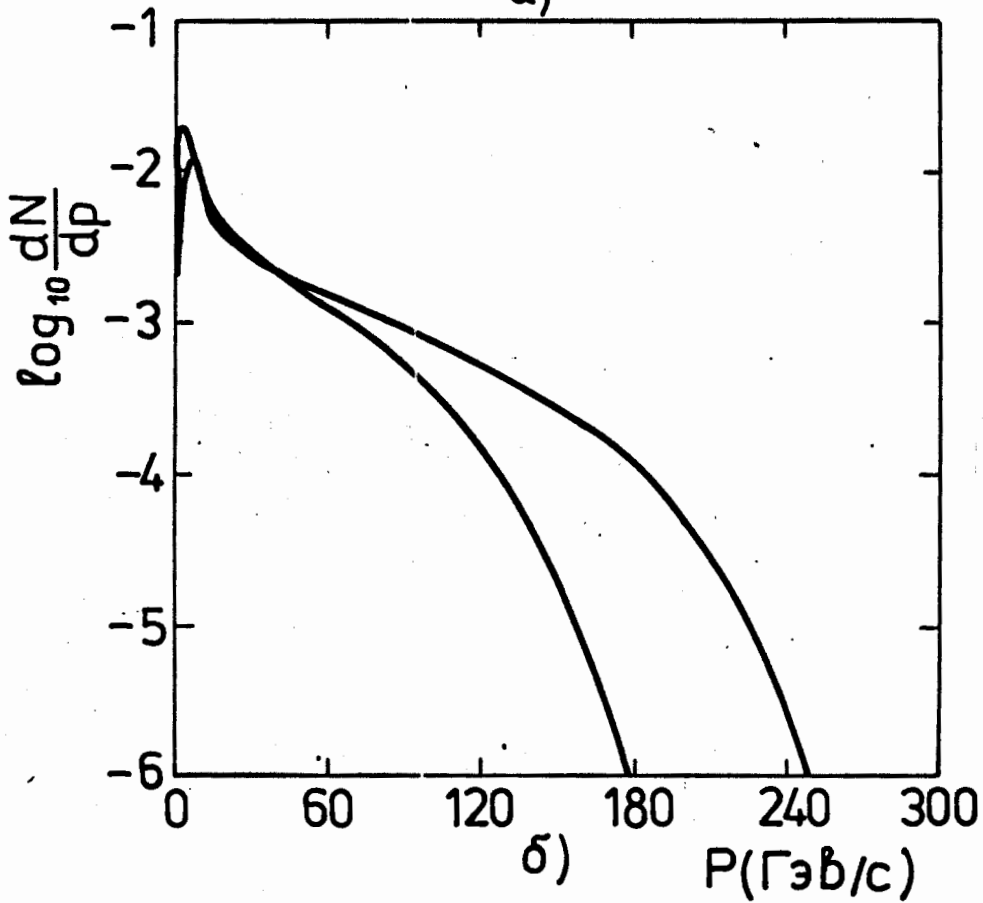
Рис.13.



Термодинамическая модель

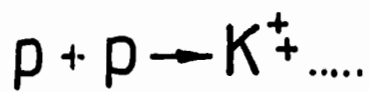


а)

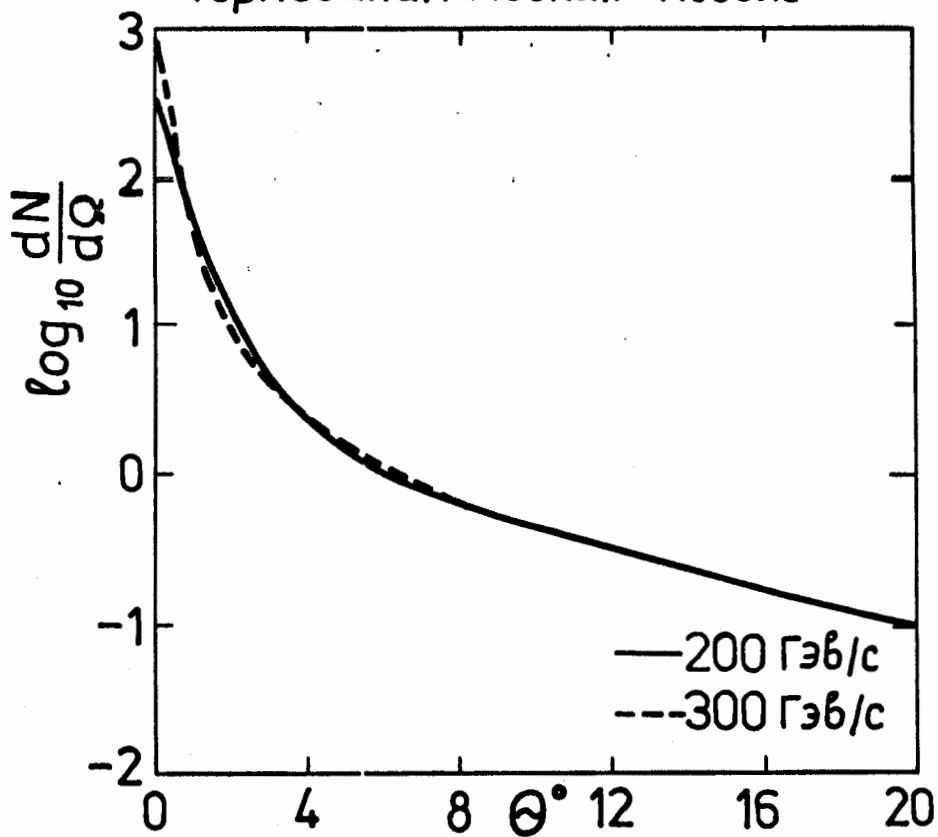


б)

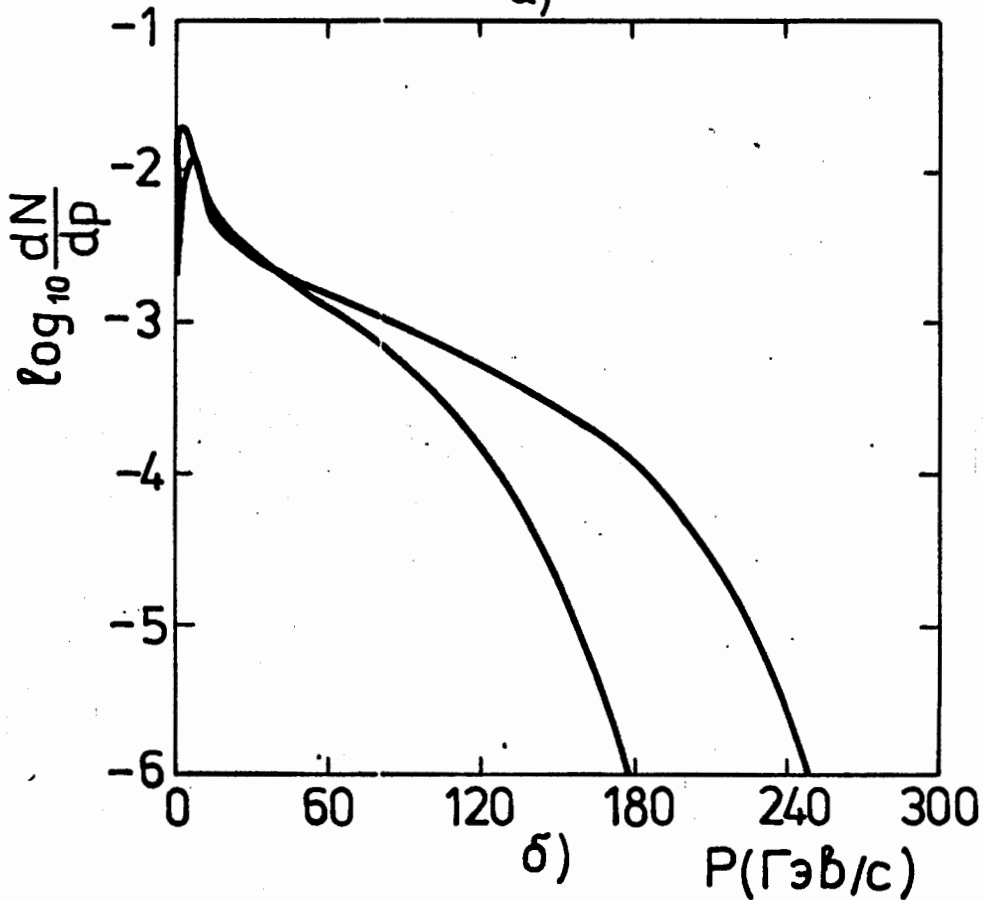
Рис.14.



Термодинамическая модель



а)

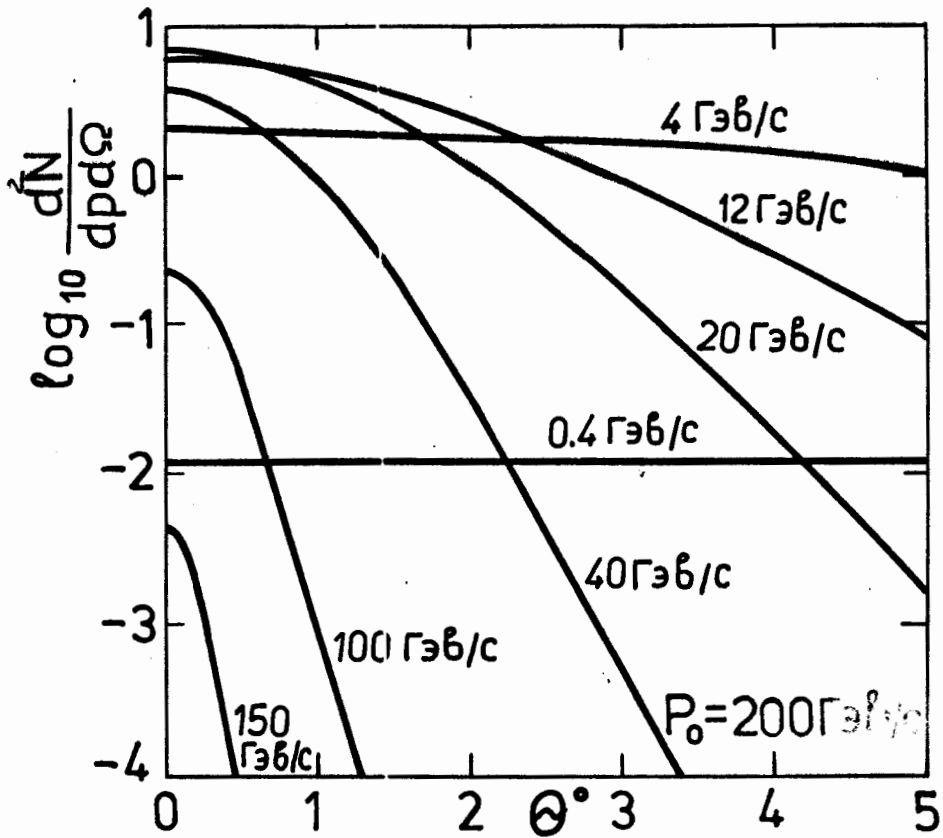


б)

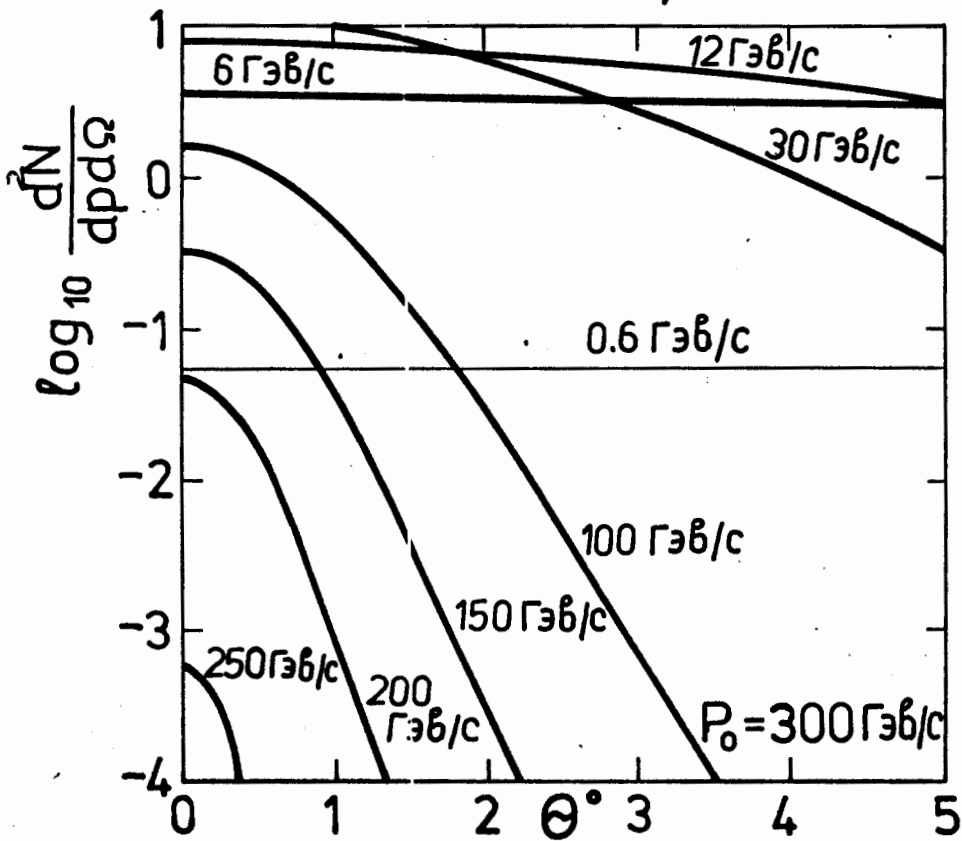
Рис.14.



Термодинамическая модель



а)



б)

Рис.15.

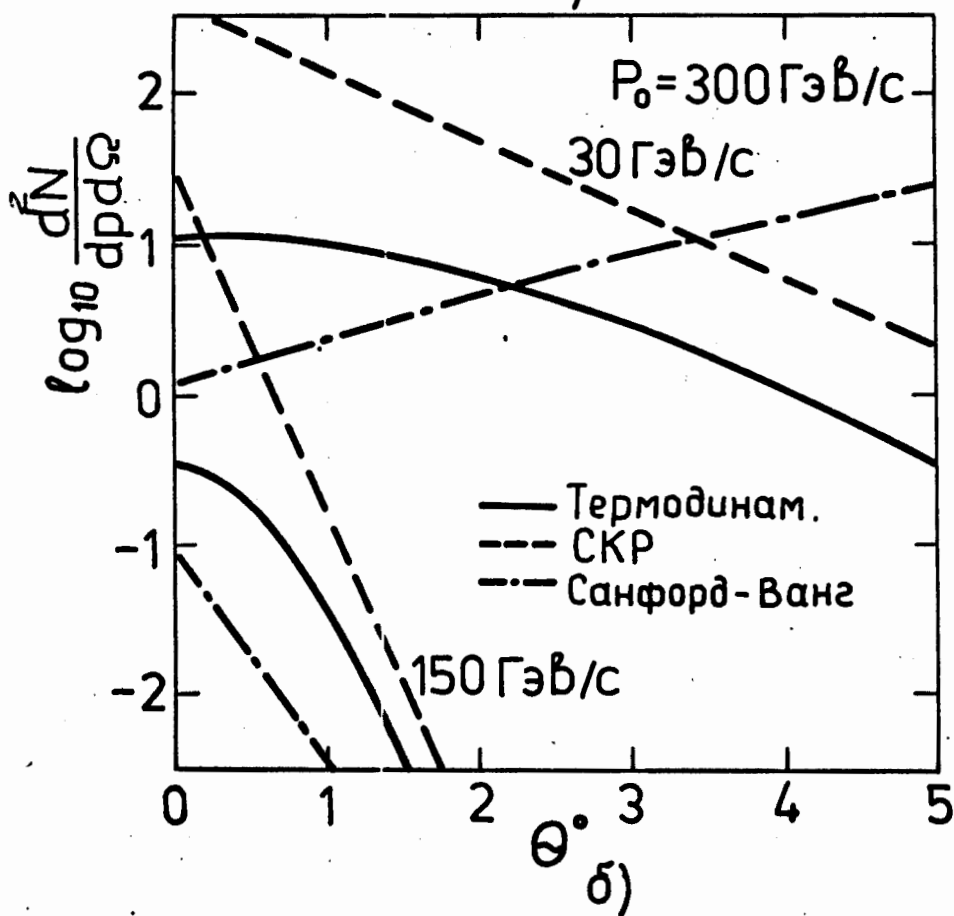
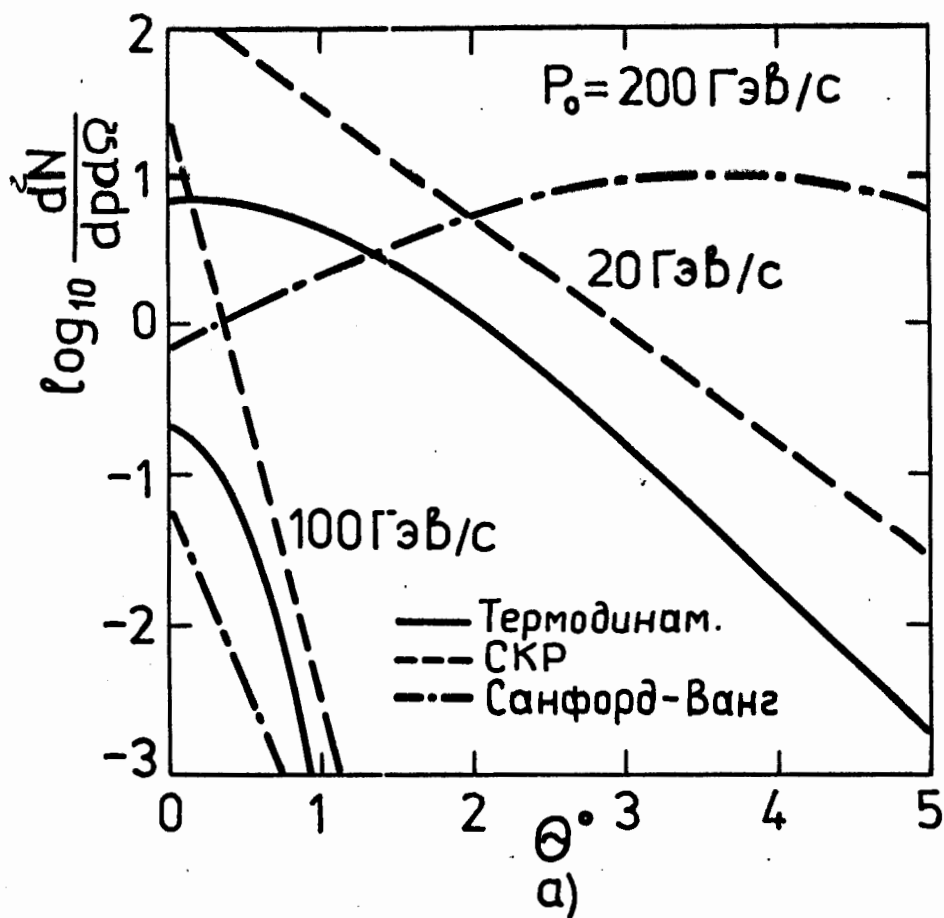
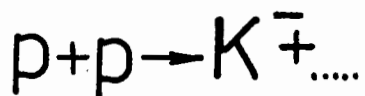
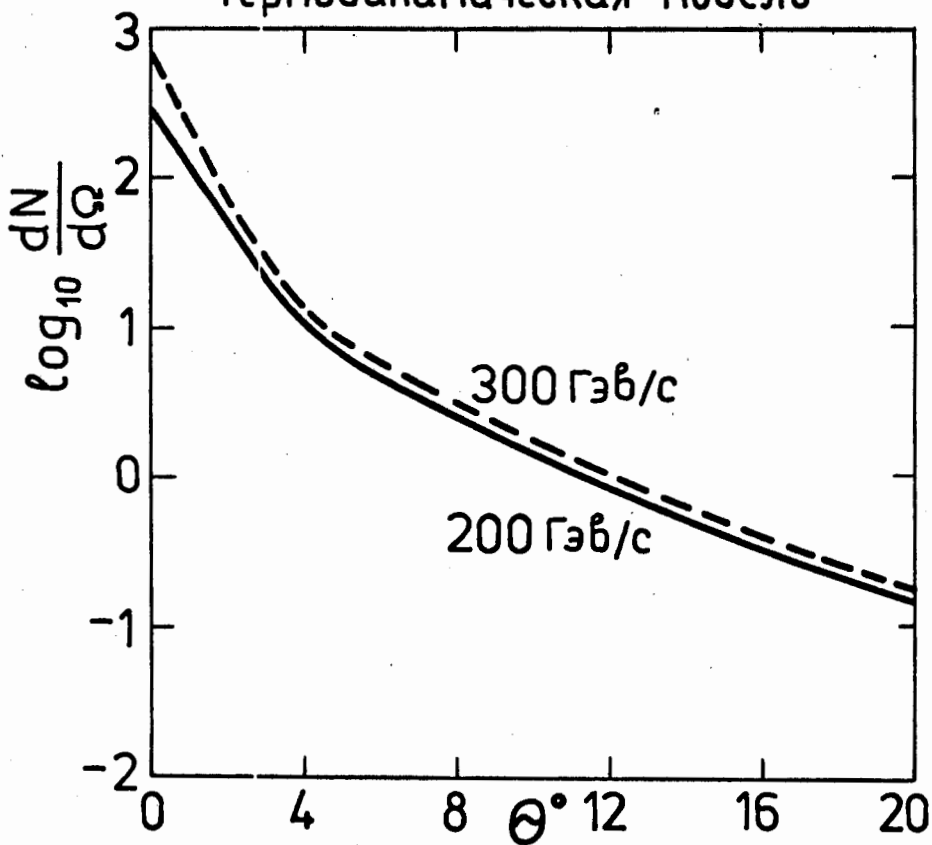


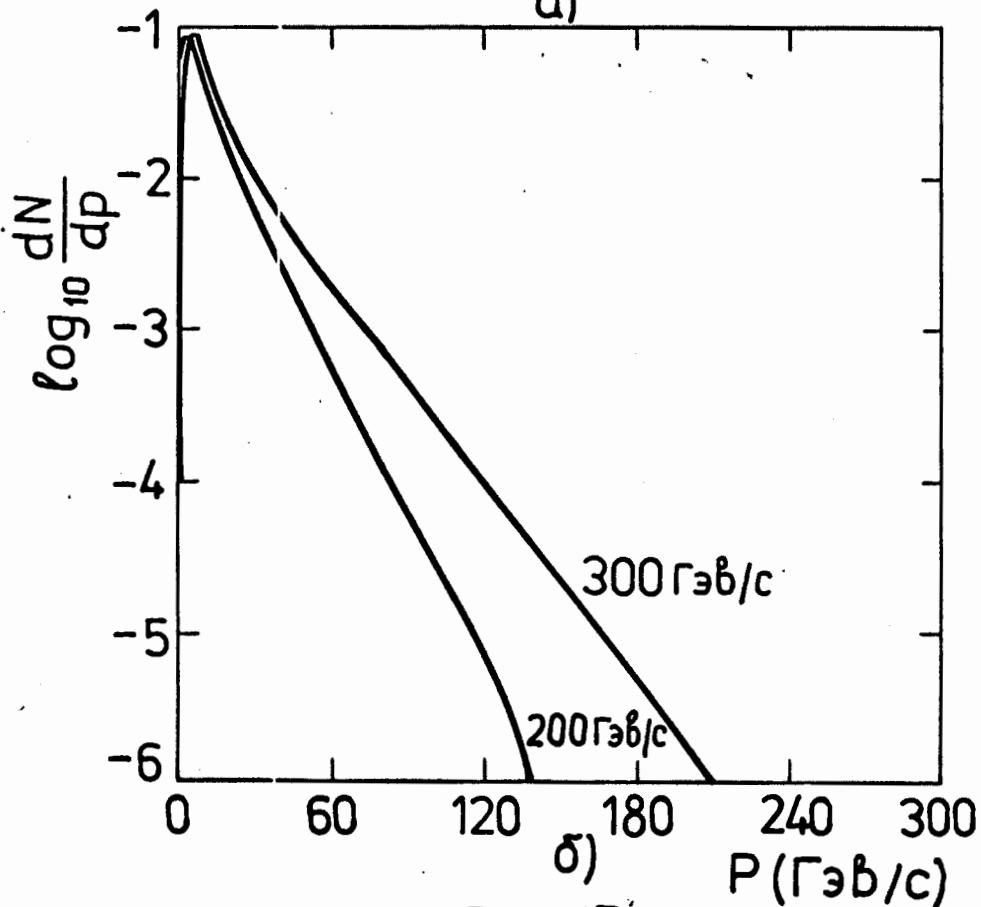
Рис.16.



Термодинамическая модель

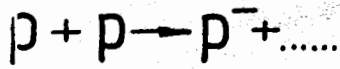


a)

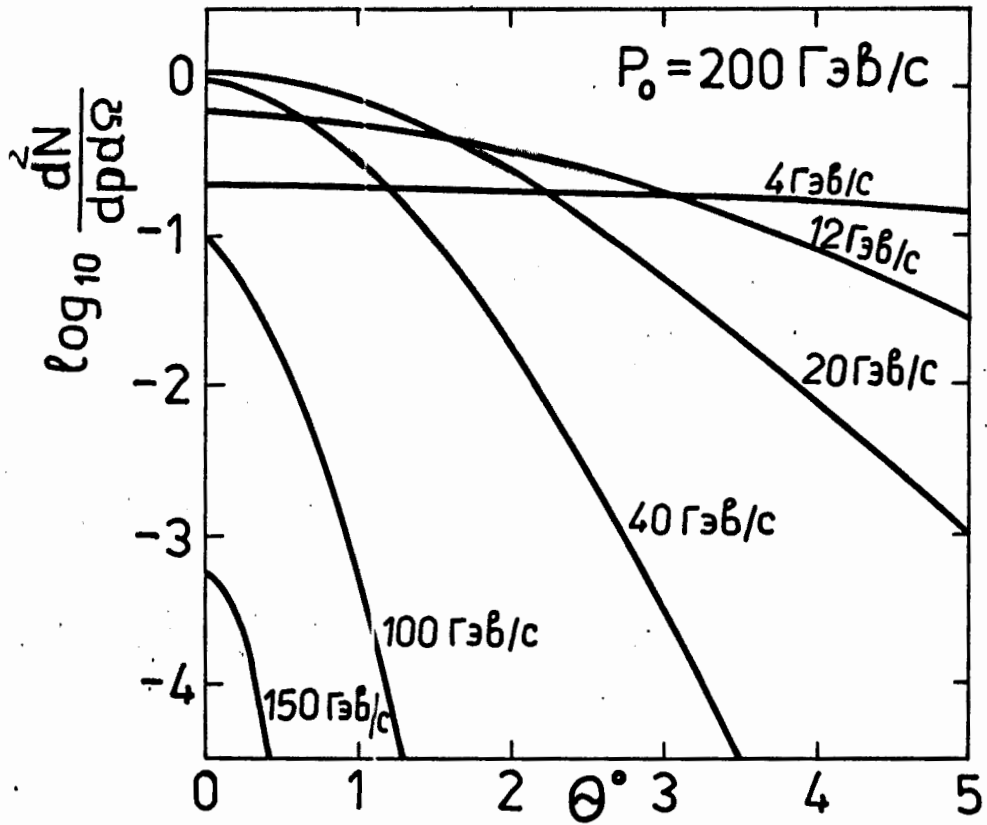


b)

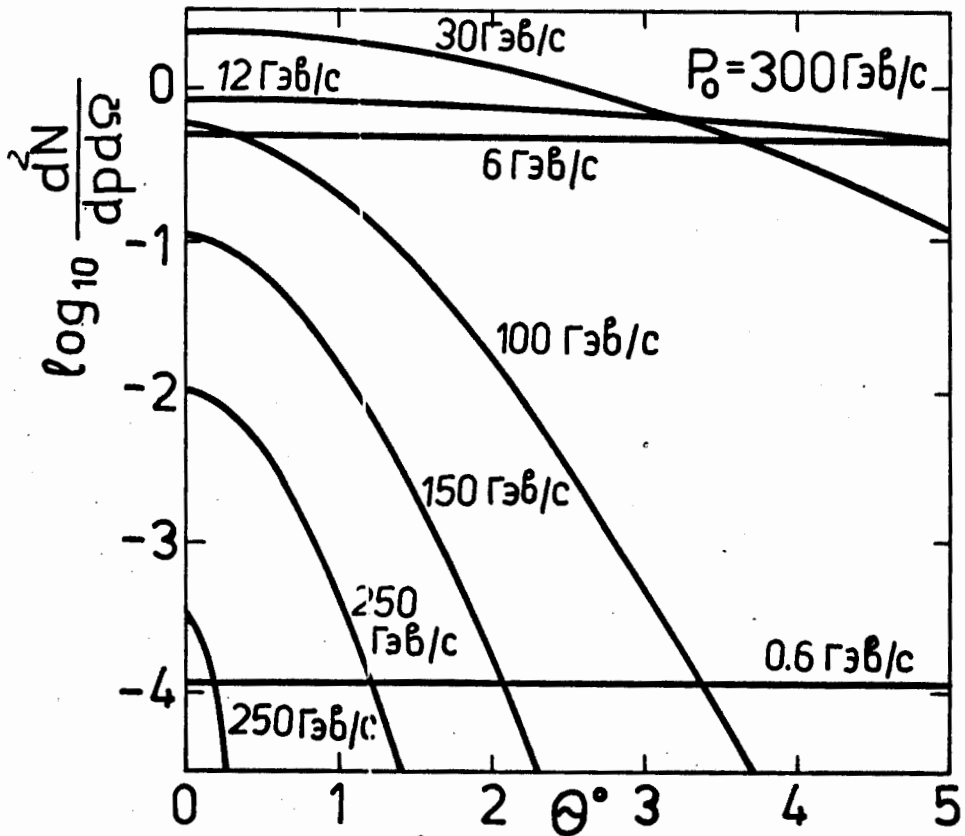
Рис.17.



Термодинамическая модель



а)



б)

Рис.18.

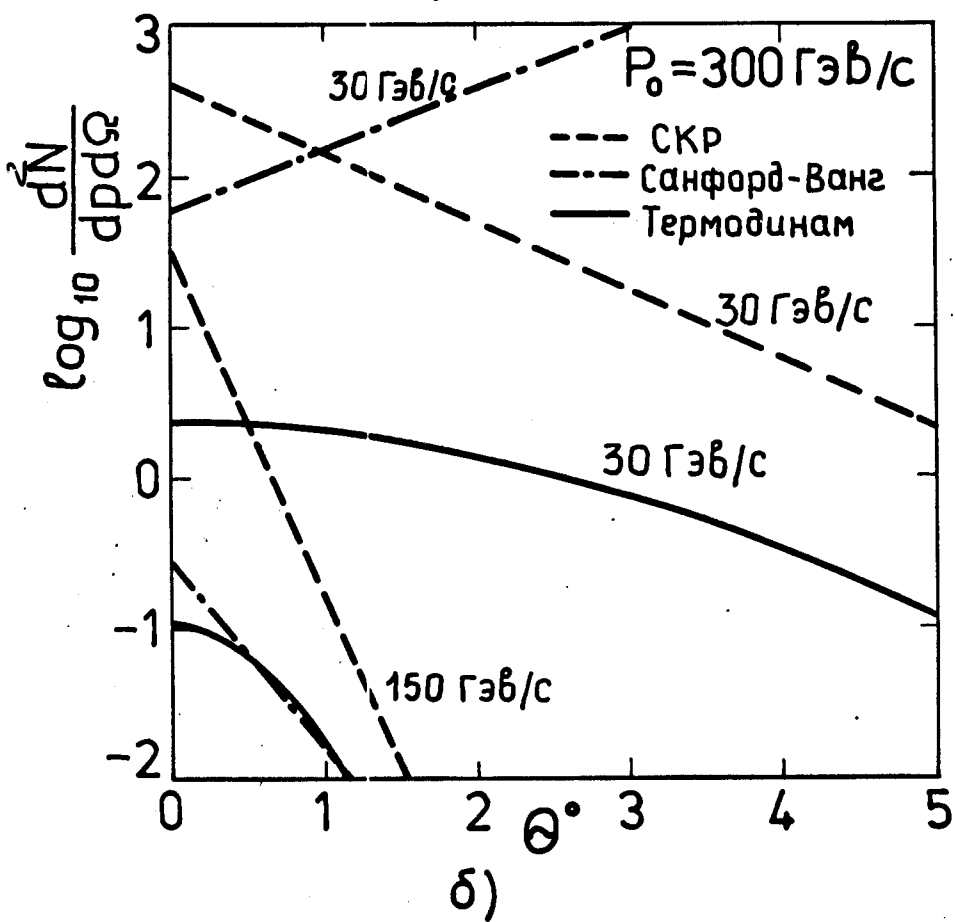
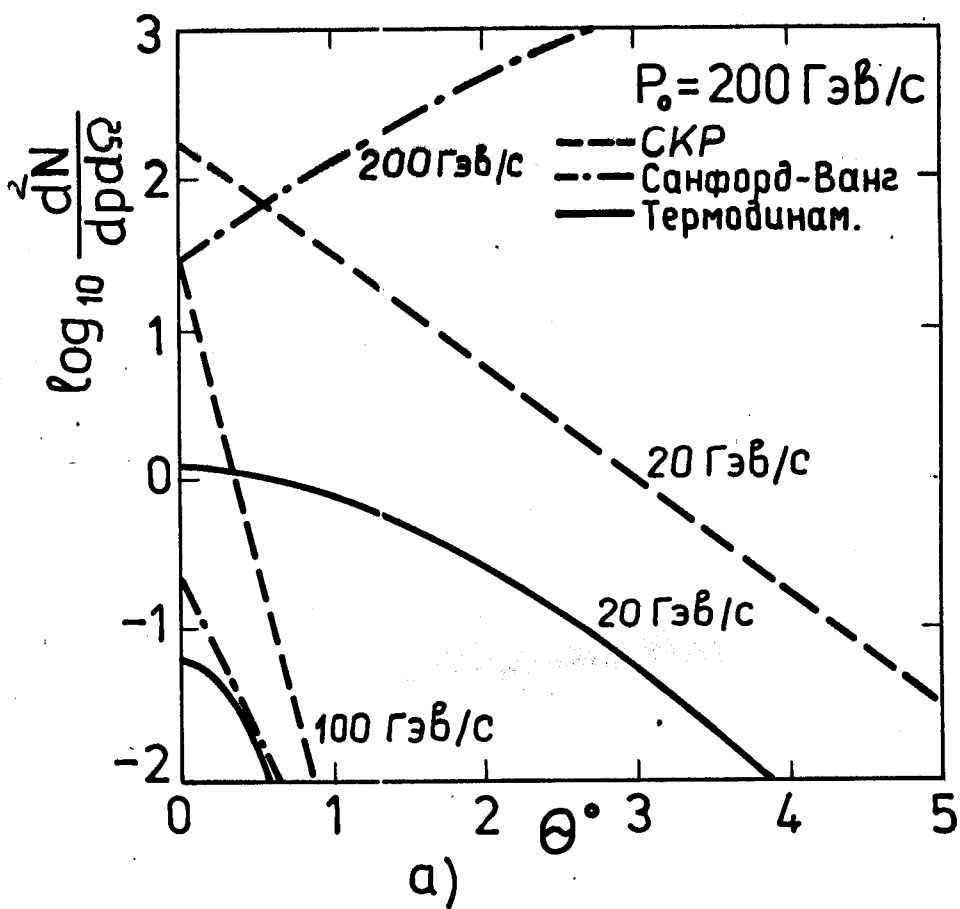
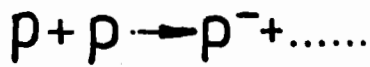


Рис. 19.



Термодинамическая модель

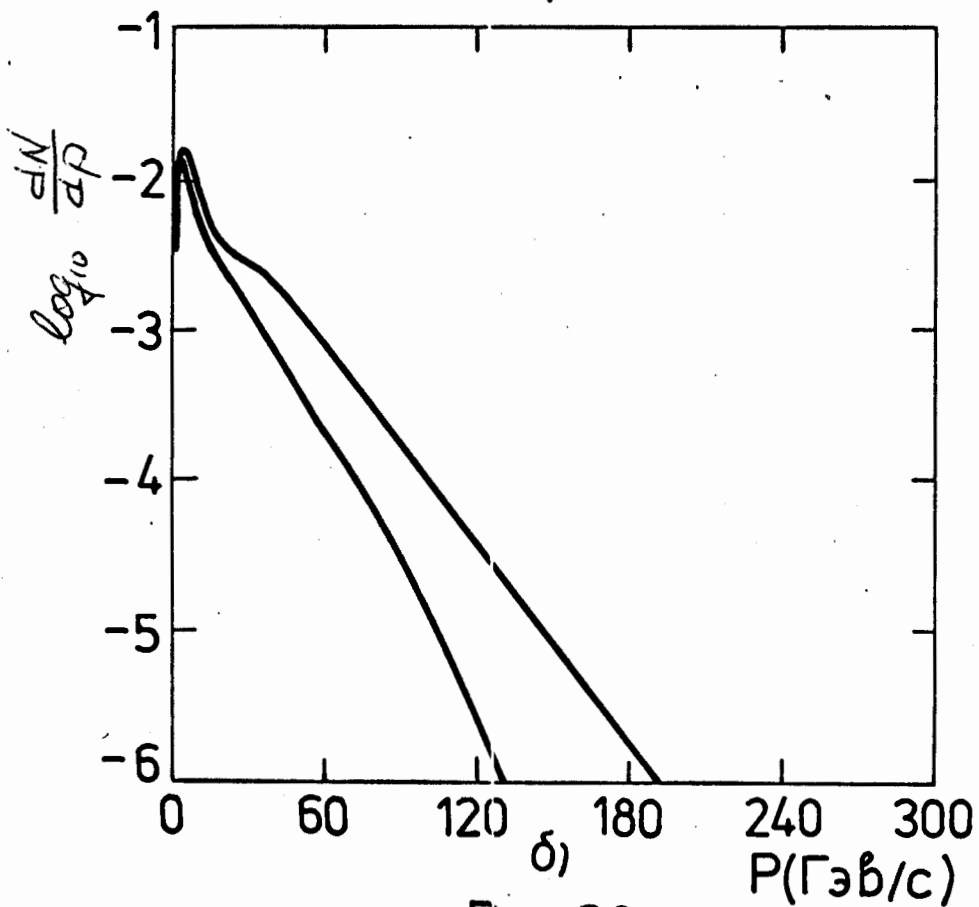
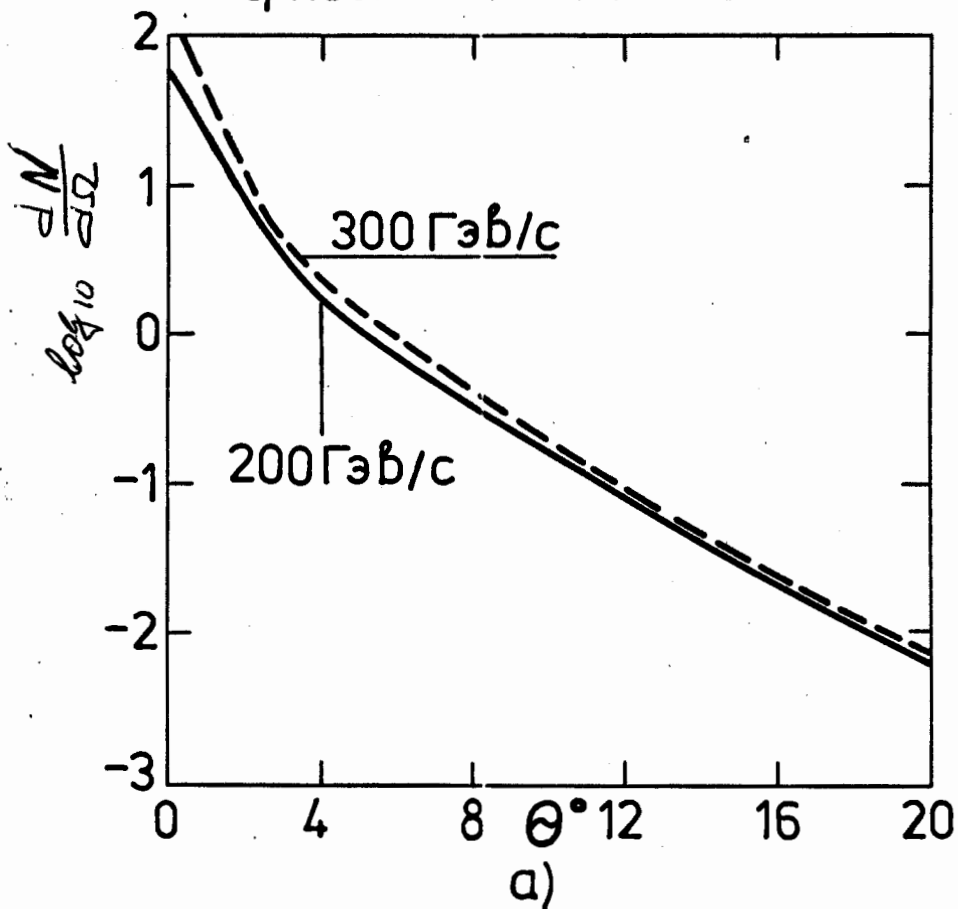
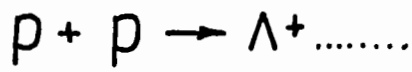


Рис.20.



Термодинамическая модель

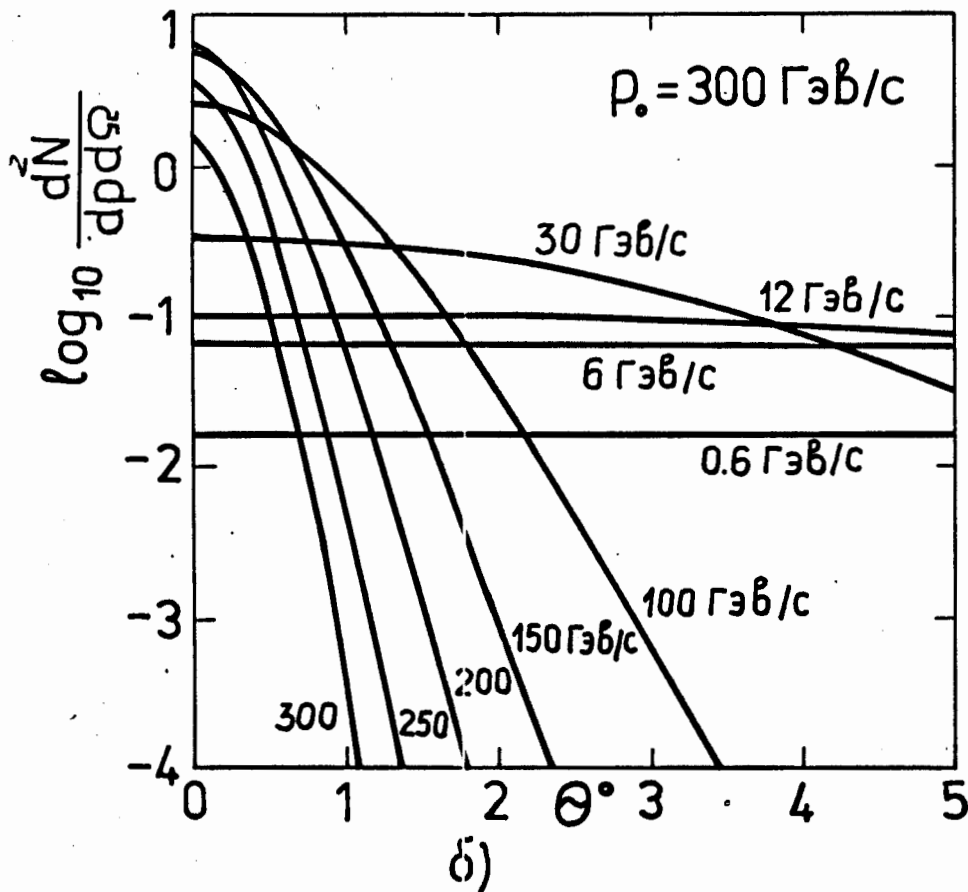
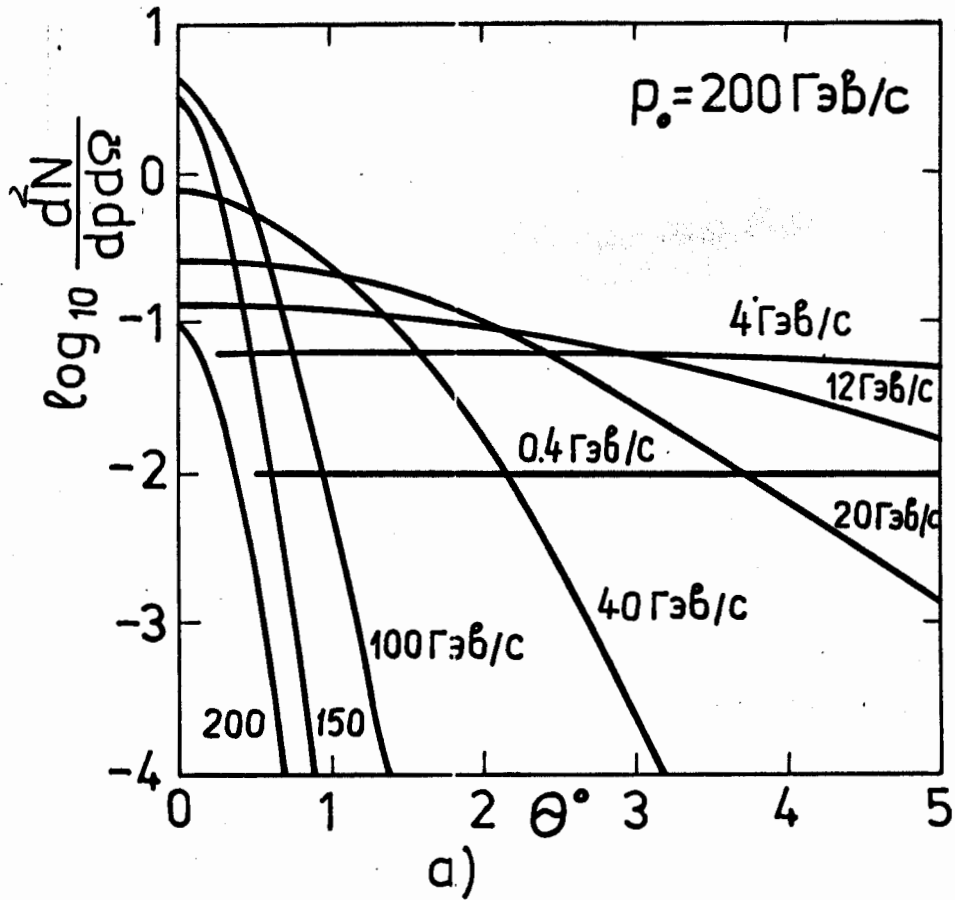
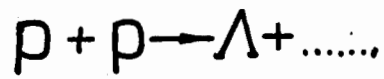


Рис. 21.



Термодинамическая модель

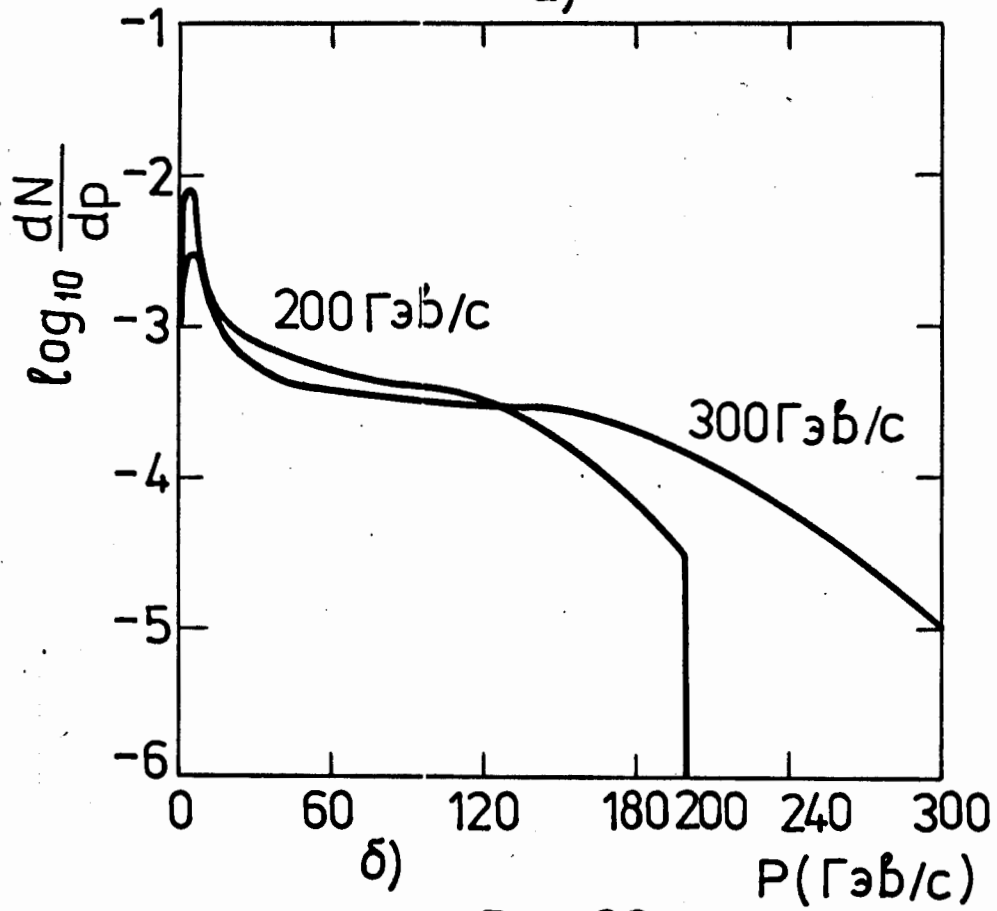
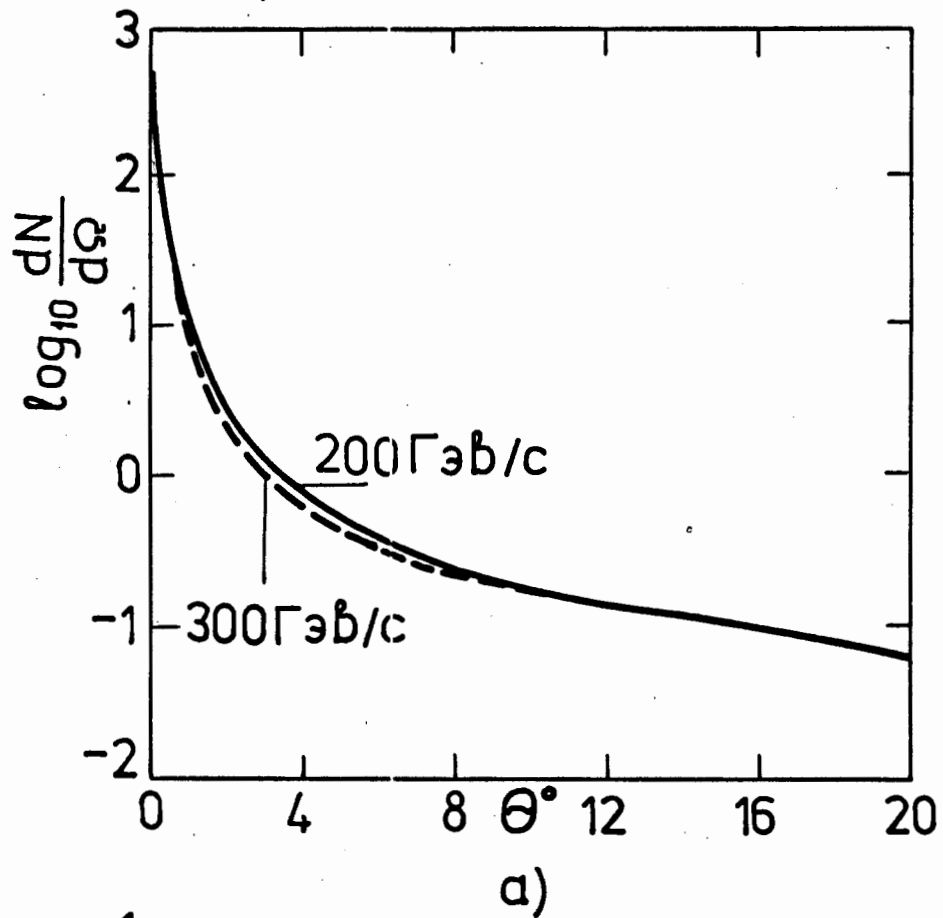
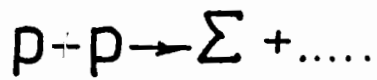


Рис.22.



Термодинамическая модель

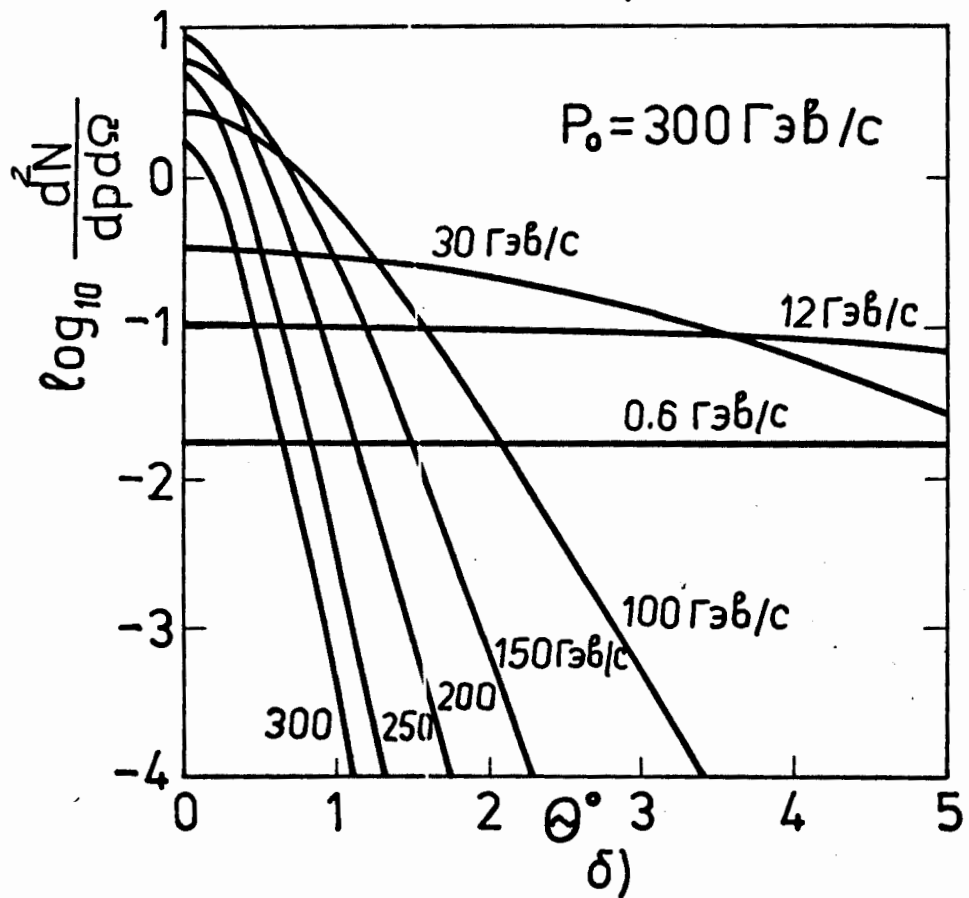
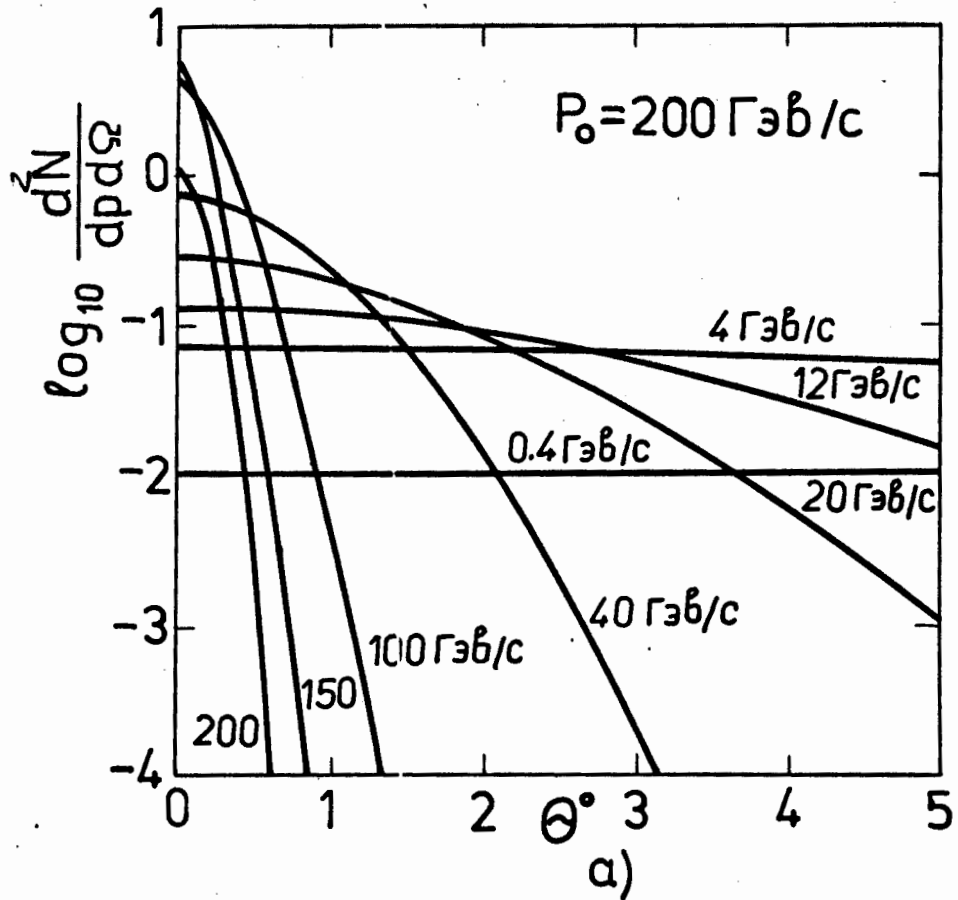
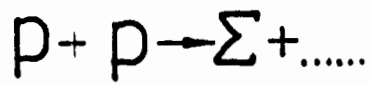
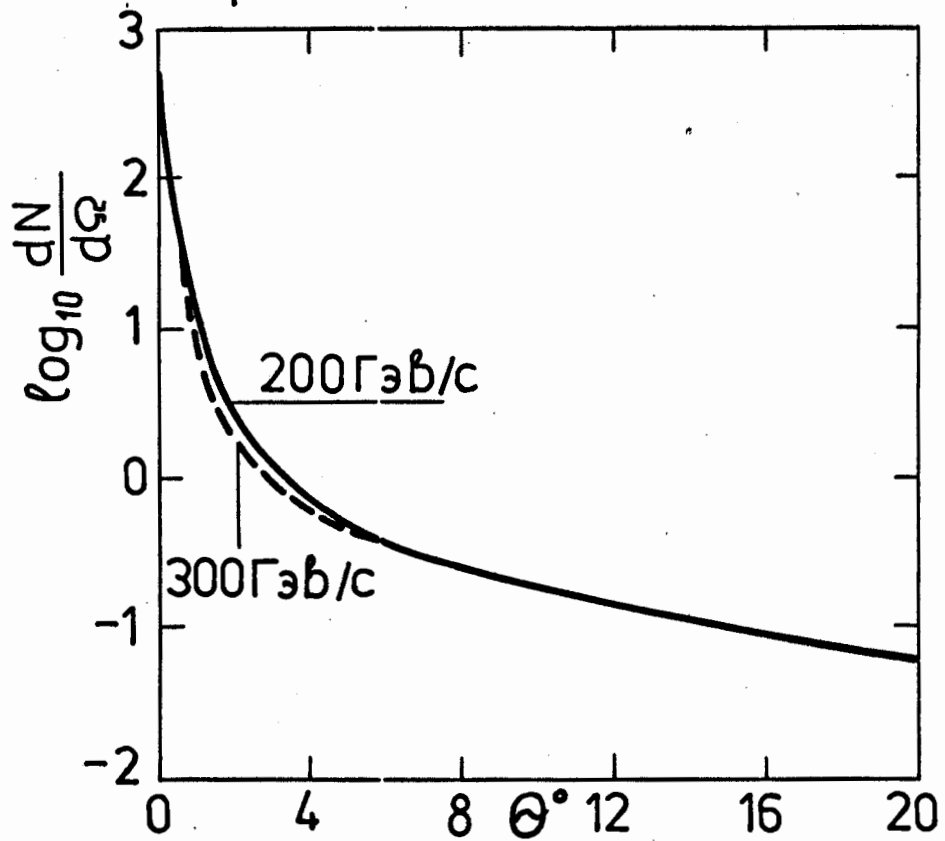


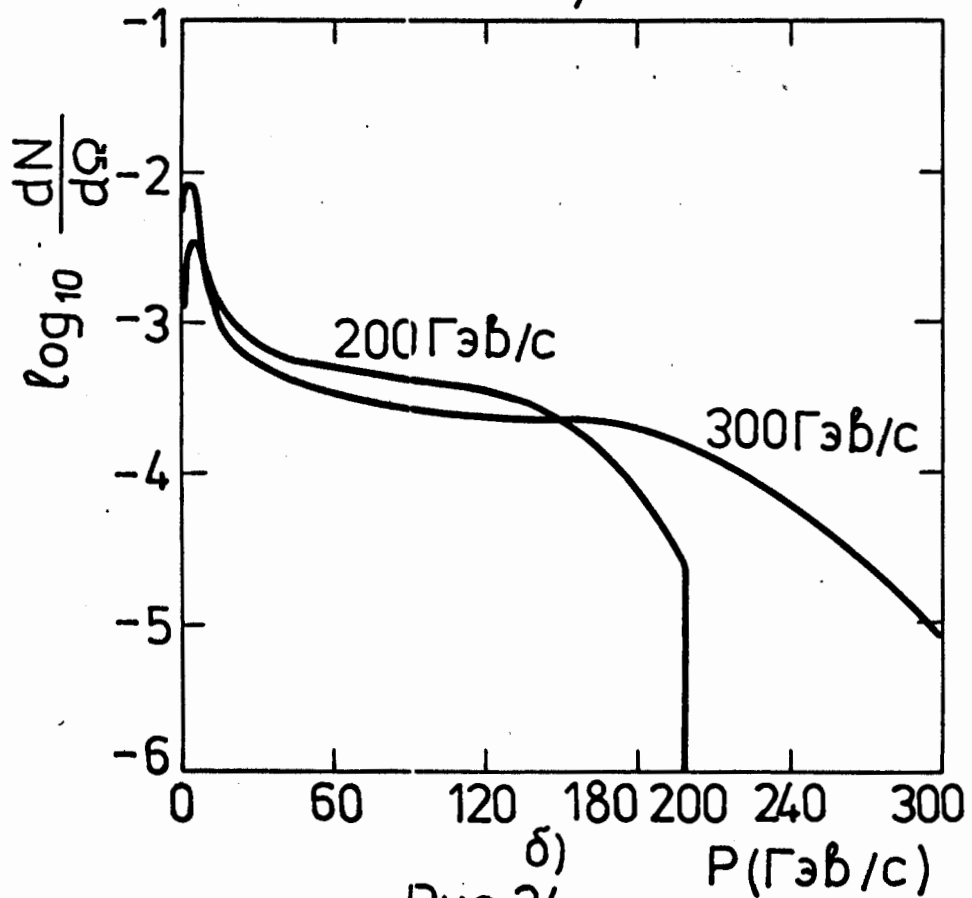
Рис. 23.



Термодинамическая модель

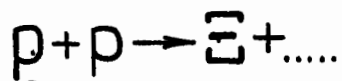


а)

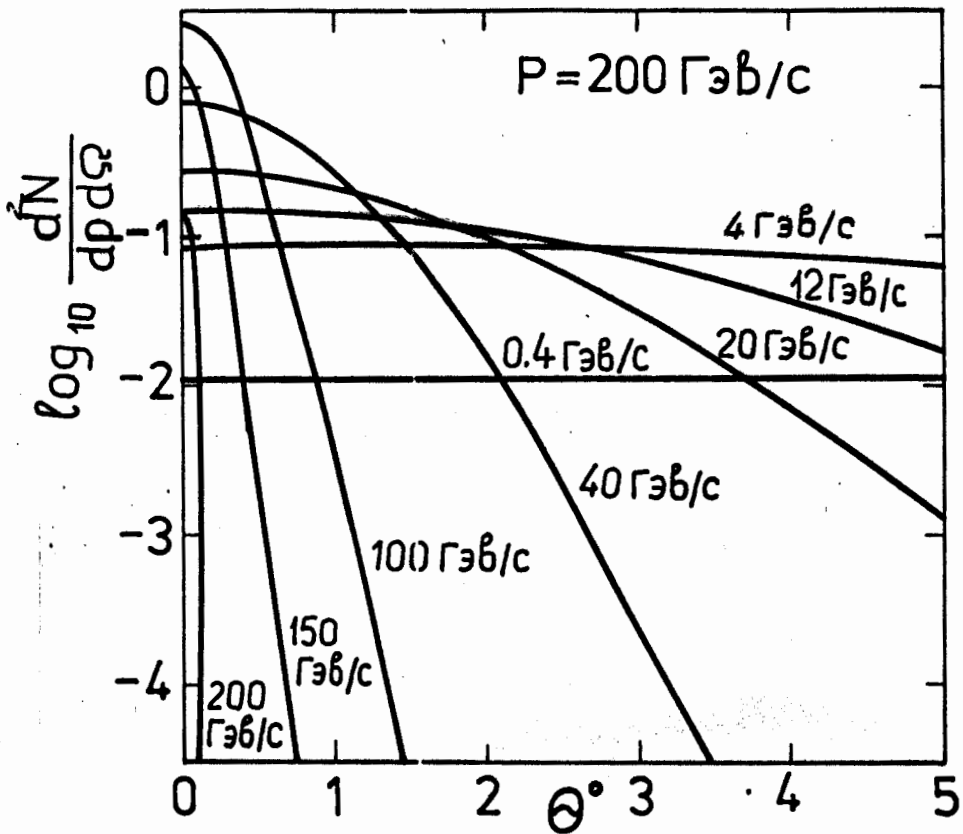


б)

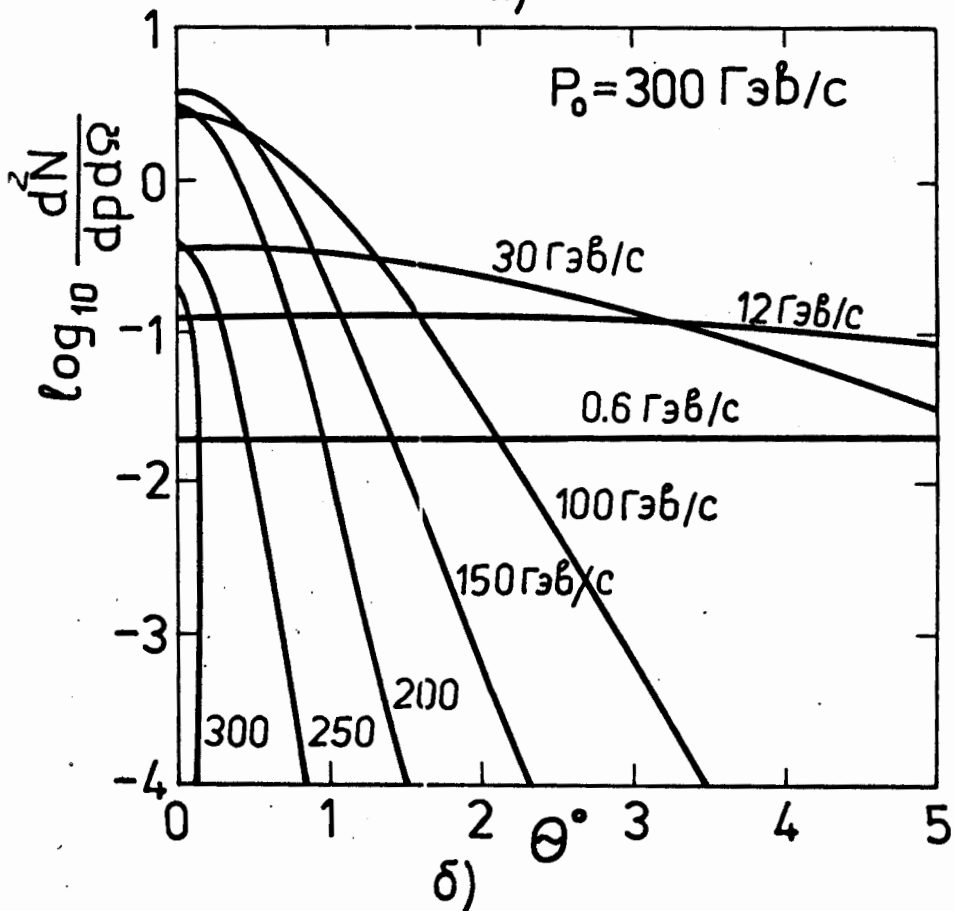
Рис. 24.



Термодинамическая модель

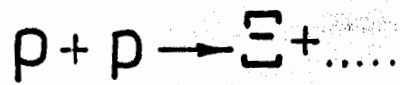


а)

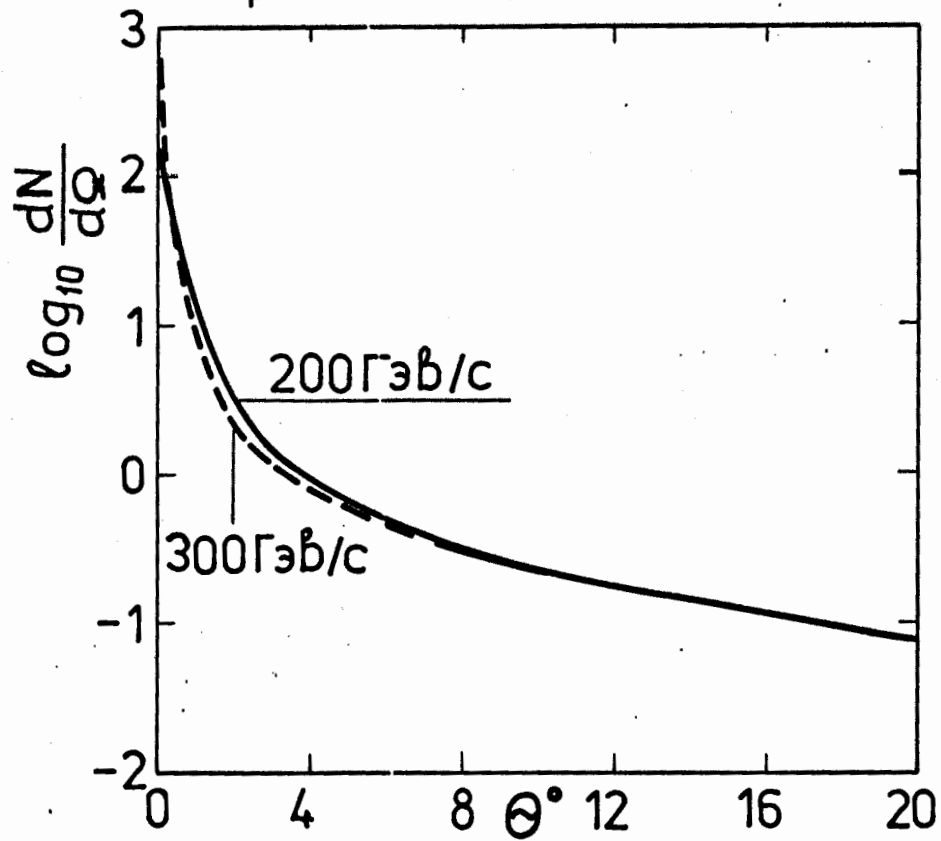


б)

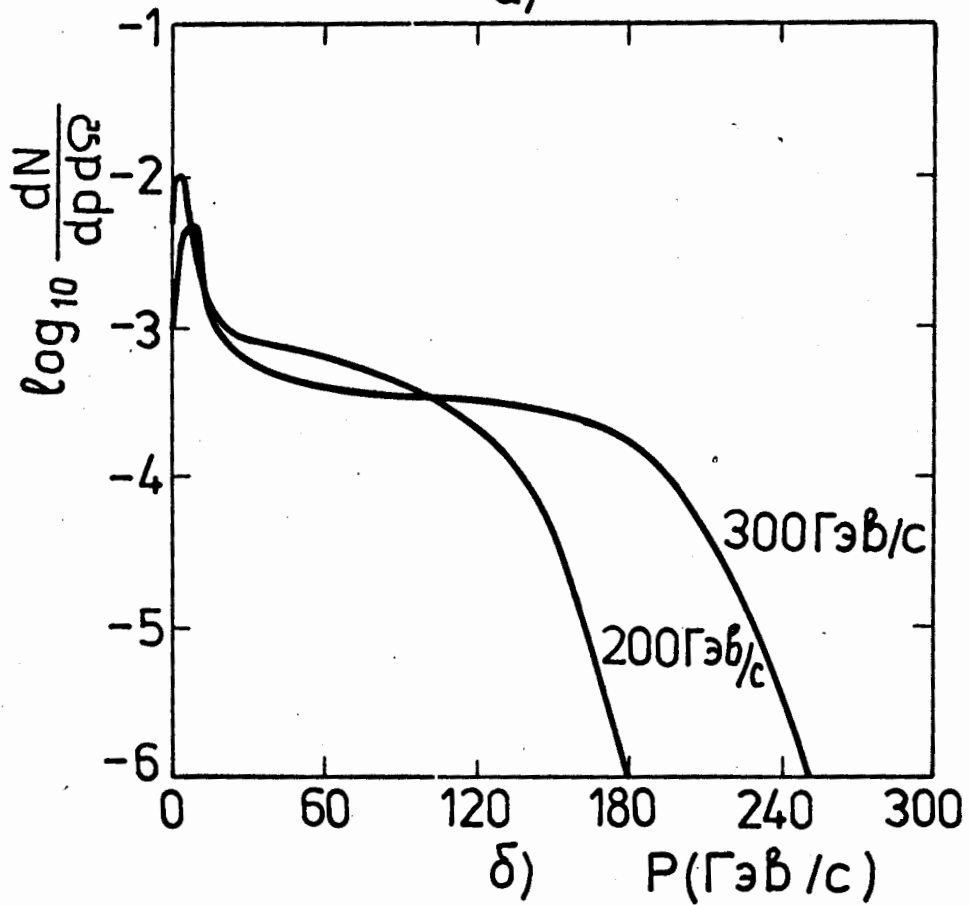
Рис.25.



Термодинамическая модель



а)



б)

Рис.26.