ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

XXXIII 1961 3

ФИЗИКА

Г. М. Гарибян

Прохождение быстрых частиц через пластину вещества

(Представлено академиком АН Армянский ССР А. И. Алиханяном 28/VI 1961)

Пусть имеется пластина толщины a, расположенная в вакууме. Через эту пластину перпендикулярно к ее границе пролетает ультрарелятивистская заряженная частица.

1. Рассмотрим сначала излучение этой частицы ([1,2]). Спектральная плотность интенсивности переходного излучения, испущенного вперед в той области частот, где диэлектрическая постоянная среды $\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\sigma}{\omega^2}$ $(\sigma = 4\pi N e^2/m)$, задается формулой ([3]):

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c}\int_0^\infty \vartheta^3 d\vartheta \left(\frac{1}{1-\beta\left(1-\frac{\vartheta^2}{2}\right)} - \frac{1}{1-\beta\left(1-\frac{\sigma}{2\omega^2}-\frac{\vartheta^2}{2}\right)}\right)^2 \times$$

$$\times \sin^2\left[\frac{a\omega}{2v}\left(1-\beta\left(1-\frac{\sigma}{2\omega^2}-\frac{\vartheta^2}{2}\right)\right)\right] \qquad (1)$$

Произведя интегрирование по углу, получим следующее выражение:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c}\left\{\left[\left(1+\frac{2(1-\beta^2)\omega^2}{\sigma}\right)\ln\left(1+\frac{\sigma}{\omega^2(1-\beta^2)}\right)-2\right]+\right.$$

$$+\left(1+\frac{2(1-\beta^2)\omega^2}{\sigma}\right)\left[-\operatorname{ci}\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}+\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2)\right)+\right.$$

$$\left.+\cos\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}\right)\operatorname{ci}\left(\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2)\right)-\sin\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}\right)\operatorname{si}\left(\frac{av}{2v}(1-\beta^2)\right)\right]+$$

$$+2\cos\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}+\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2)\right)+\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}+\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2)\right)\times$$

$$\times\operatorname{si}\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}+\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2)\right)+\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2)\left[\cos\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}\right)\times\right.$$

$$\left.\left.\times\operatorname{si}\left(\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2)\right)+\sin\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}\right)\operatorname{ci}\left(\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2)\right)\right]\right\}, \qquad (2)$$

где интегральный синус и косинус определяются формулами:

$$\mathrm{si}\, x = -\int_x^\infty \frac{\sin u}{u}\, du \qquad \mathrm{ci}\, x = -\int_x^\infty \frac{\cos u}{u}\, du.$$

Первый член формулы (2) равен удвоенному переходному излучению на одной границе раздела среда—вакуум ([4,5]). Остальные члены носят осцилляторный характер и обязаны интерференции переходных излучений, образованных на разных гранях одной пластинки.

Проанализируем формулу (2). Рассмотрим следующие три случая:

1) $\frac{a\sqrt{\sigma}}{2v}\sqrt{1-\beta^2} \gg 1$. Введем частоты $\omega_1 = \frac{2v}{a(1-\beta^2)}$ и $\omega_2 = \frac{a\sigma}{2v}$, такие, что $\omega_1 \ll \omega_{\text{гр.}} = \frac{\sqrt{\sigma}}{\sqrt{1-\beta^2}} \ll \omega_2$. Тогда при $\omega \ll \omega_1$ будем иметь $\frac{a\sigma}{2v\omega} \gg 1$ и $\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2) \ll 1$. Главный член интерференционной части формулы (2) в этом случае имеет вид:

$$\frac{2e^2}{\pi c}\ln\left[\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2)\right]\cos\left(\frac{a\sigma}{2v\omega}\right). \tag{3}$$

Из этой формулы видно, что амплитуды осцилляций в интенсивности, возникающие благодаря интерференции излучений, растут с уменьшением частоты. Усреднив (3) по небольшому интервалу частот, получим нуль и излучение будет описываться первым членом формулы (2). При $\omega_1 \ll \omega \ll \omega_2$, когда $\frac{a\sigma}{2v\omega} \gg 1$ и $\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2) \gg 1$ в формуле (2) остается только первый член. При $\omega \gg \omega_2$ интенсивность излучения равна нулю.

2) $\frac{a\sqrt{\sigma}}{2v}\sqrt{1-\beta^2} \sim 1$. Тогда при $\omega \ll \omega_{\text{гр.}}$ имеем $\frac{a\sigma}{2v\omega} \gg 1$ и $\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2) \ll 1$, т. е. этот случай совпадает со случаем 1, когда $\omega \ll \omega_1$. При $\omega \gg \omega_{\text{гр.}}$ излучение равно нулю.

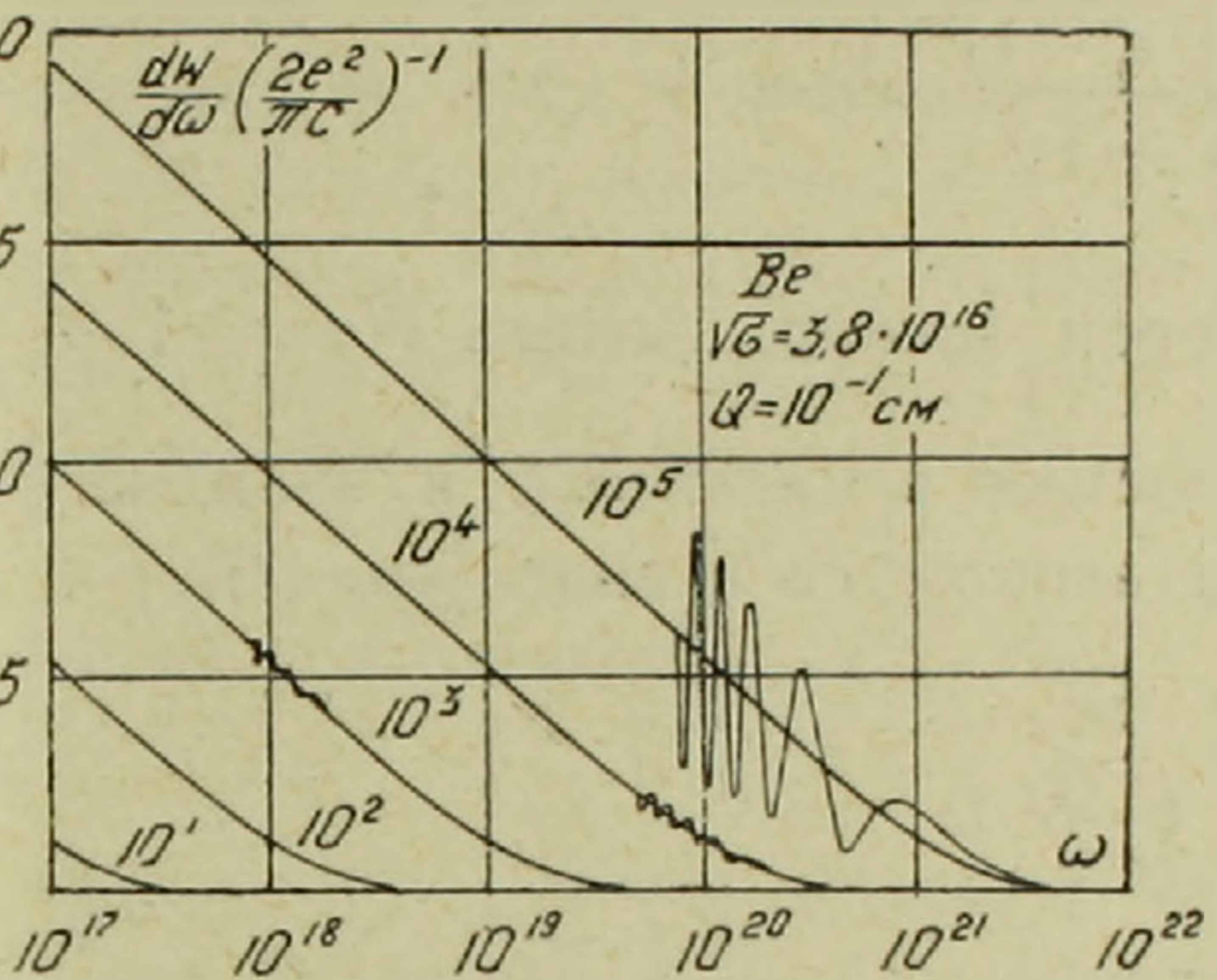
3) $\frac{a\sqrt{\sigma}}{2v}\sqrt{1-\beta^2} \ll 1$. Введем частоты $\omega_1' = \frac{a\sigma}{2v}$ и $\omega_2' = \frac{2v}{a(1-\beta^2)}$, причем имеют место неравенства $\omega_1' \ll \omega_{\text{гр.}} \ll \omega_2'$. Тогда при $\omega \ll \omega_1'$ будем иметь $\frac{a\sigma}{2v\omega} \gg 1$, $\frac{a\omega}{2v}(1-\beta^2) \ll 1$, т. е. опять имеем случай 1), когда $\omega \ll \omega_1$. При $\omega_1' \ll \omega \ll \omega_2'$ и $\omega_2' \ll \omega$ излучение равно нулю.

Графики интенсивности переходного излучения, рассчитанные согласно формуле (2), приведены на фиг. 1—4*. В качестве вещества пластинки взят бериллий. Цифры на кривых указывают на значение

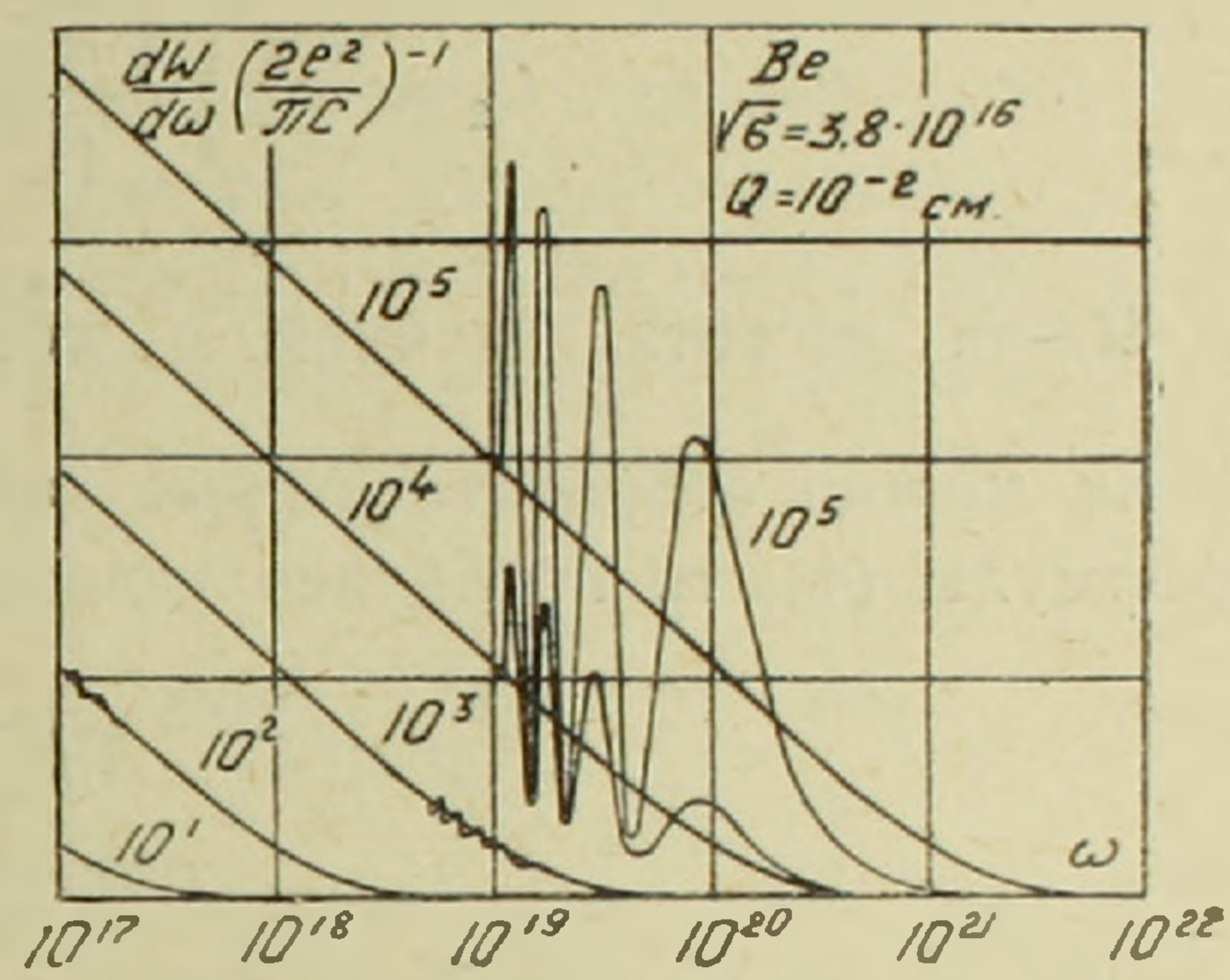
* Численные расчеты были проведены в Вычислительном центре АН Армянской ССР.

$\frac{E}{\mu c^2}$ частицы, генерирующей переходное излучение. Плавные кривые соответствуют первому члену формулы (2).

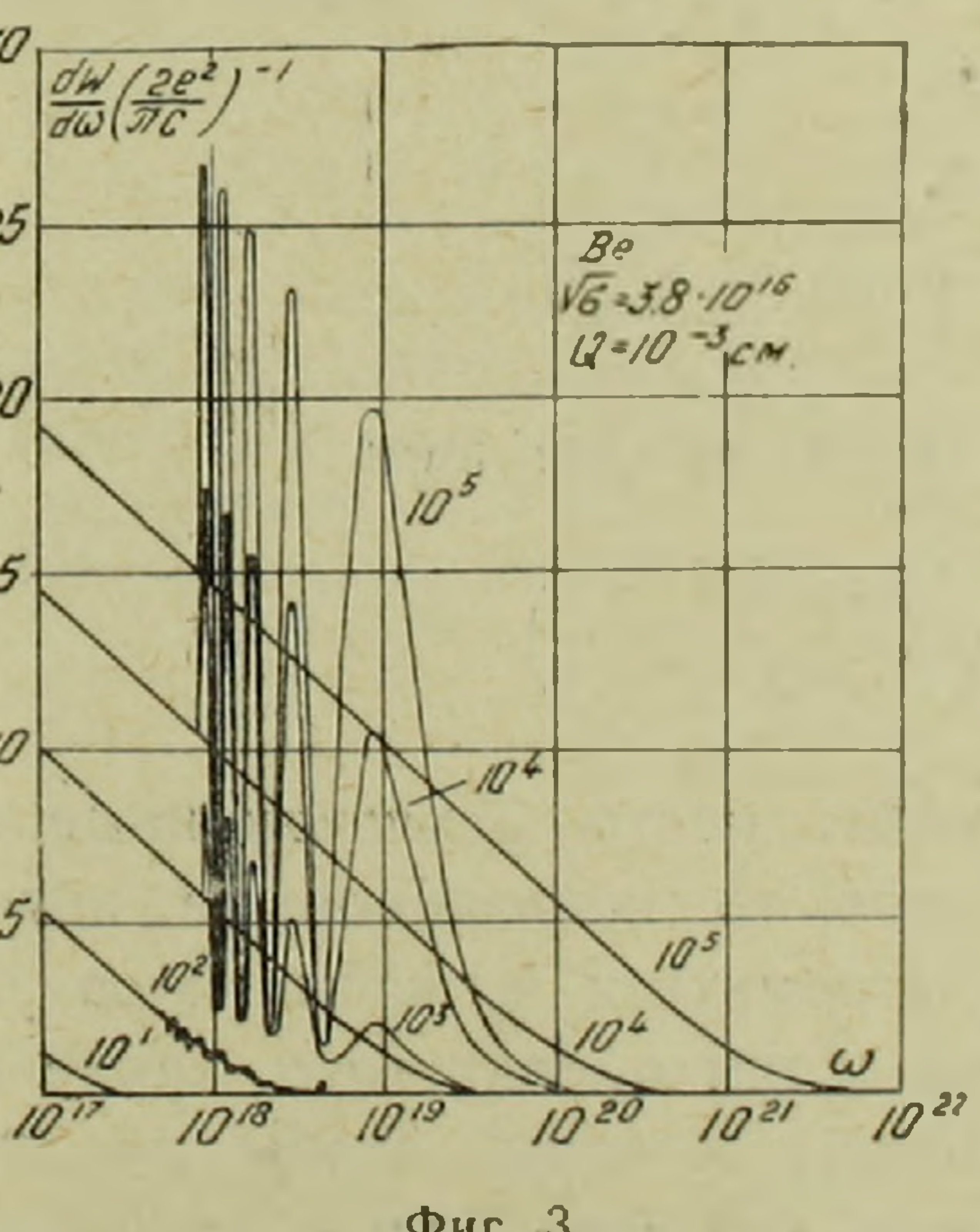
2. Рассмотрим сейчас вопрос об ионизационных потерях энергии частицы в пластинке. В работе [6] было показано, что в тонких пластинках в ионизационных потерях энергии должен отсутствовать эффект плотности. Это обстоятельство обязано тому, что поле частицы



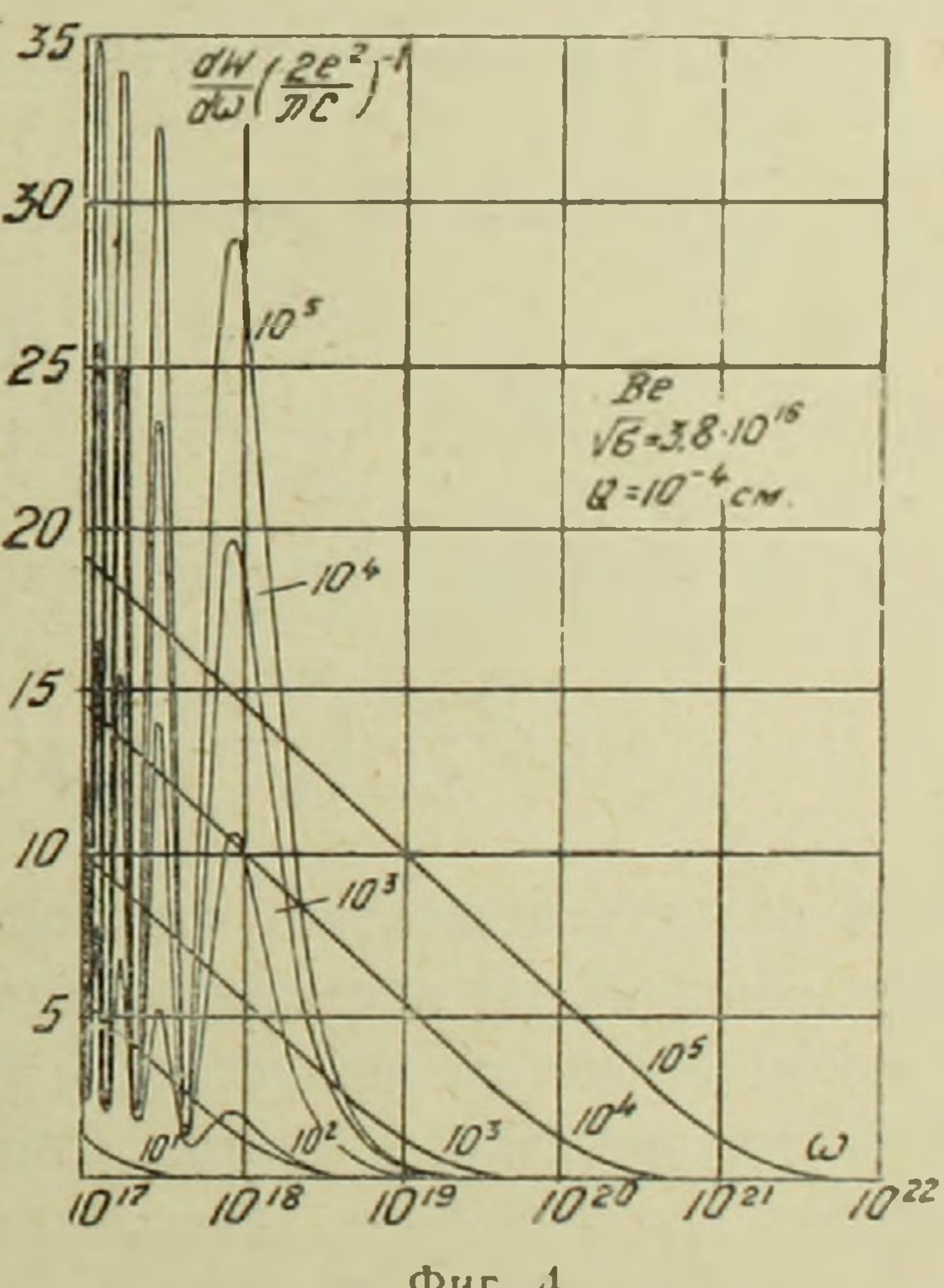
Фиг. 1.



Фиг. 2.



Фиг. 3.



Фиг. 4.

не успевает трансформироваться в то поле, которое она имела бы в безграничной однородной среде, и в результате этого частица ионизует атомы среды незаэкранированным поляризацией среды полем, которым она обладала в вакууме. Условие, которому должна удовлетворять толщина пластинки a, записанное более детально, чем в [6], имеет вид:

$$a \ll \frac{2v\Omega}{\sigma} \cdot \frac{\ln \dfrac{v\varkappa_0}{\sqrt{1-\beta^2\Omega}} + C_1}{1 + C_2}, \tag{4}$$

где

$$C_1 = \frac{8}{\sigma} \int_0^{\Omega} \frac{\sqrt{\varepsilon}\,(\sqrt{\varepsilon}-1)}{(\sqrt{\varepsilon}+1)^2}\, \omega d\omega,$$

$$C_2 = \frac{8\Omega}{\sigma^2} \int_0^{\Omega} \frac{\sqrt{\varepsilon}\,(\sqrt{\varepsilon}-1)^2}{(\sqrt{\varepsilon}+1)^2}\, \omega^2 d\omega,$$

а Ω—та частота, начиная с которой можно считать $\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\sigma}{\omega^2}$.

Если можно отбросить вторые слагаемые в числителе и знаменателе формулы (4), то последнее условие запишется в виде [см. ([6])].

$$a \ll \frac{2v\Omega}{\sigma} \ln \frac{v\varkappa_0}{\sqrt{1-\beta^2\,\Omega}}. \tag{5}$$

Заметим, что грубо по порядку величины $C_1 \sim \frac{\sqrt{\bar{\varepsilon}}-1}{\sqrt{\bar{\varepsilon}}+1}$, $C_2 \sim \frac{\Omega}{\sqrt{\bar{\varepsilon}}} \times \left(\frac{\sqrt{\bar{\varepsilon}}-1}{\sqrt{\bar{\varepsilon}}+1}\right)^2$, где $\bar{\varepsilon}$ — значение ε, усредненное по частотам в области $\omega < \sqrt{\sigma}$. Поэтому (5) имеет место при

$$\frac{\Omega}{\sqrt{\sigma}} < \left(\frac{\sqrt{\bar{\varepsilon}}+1}{\sqrt{\bar{\sigma}}-1}\right)^2. \tag{6}$$

Если выполняется обратное условие, то (4) примет вид:

$$a \ll \frac{2c}{\sqrt{\sigma}} \left(\frac{\sqrt{\bar{\varepsilon}}+1}{\sqrt{\bar{\varepsilon}}-1}\right)^2 \left(\ln \frac{c\varkappa_0}{\sqrt{1-\beta^2\,\Omega}} + C_1\right). \tag{7}$$

Если разбить вещество, в котором имеют место ионизационные потери энергии, на достаточно тонкие слои, то ионизационные потери в таком слоистом веществе не будут стремиться к насыщению при больших энергиях частицы. Сейчас мы дадим оценки того, какой величины должны быть расстояния b между слоями, чтобы во всех слоях отсутствовал бы эффект плотности. Отметим, что в случае одной пластинки член с логарифмом, снимающий эффект плотности, получался при вычислении работы сил поля излучения над зарядом за пластинкой ([6]). Если оценить, какая часть пути частицы за пластинкой существенна при получении этого члена, то, очевидно, что расстояния между пластинками должны быть больше этого пути, чтобы в каждой из них отсутствовал эффект плотности. В этой связи рассмотрим две пластинки и вычислим работу сил поля излучения над зарядом на пути $a, a+b$. Поле в пространстве между пластинками можно получить из соответствующих формул работы ([7]) с помощью матрицы M, положив $m=2$. Тогда можно показать, что если расстояние между пластинками

$$b \gg \frac{2v\Omega}{\sigma} \cdot \frac{\ln \frac{v\varkappa_0}{\sqrt{1-\beta^2}\,\Omega} + C_1}{1+C_2}, \tag{8}$$

где справа стоит та же величина, что и в (4), то работа сил поля излучения на пути между пластинками совпадает с соответствующей работой сил поля излучения в случае одной тонкой пластинки. Таким образом, для того чтобы эффект плотности отсутствовал в слоистой среде, расстояния между пластинками должны удовлетворять условию (8).

Физический институт
Академии наук Армянской ССР

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ

Արագ մասնիկների անցումը նյութի շերտի միջով

Տվյալ աշխատանքում ուսումնասիրված է անցման ճառագայթման սպեկտրը, որը առաջացել է նյութի շերտում արագ մասնիկի կողմից: Ուսումնասիրված է նաև բարակ շերտերում էներգիայի իոնիզացիոն կորուստների հարցերը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *В. Е. Пафомов*, ЖЭТФ 33, 1074 (1957). [2] *Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян*, ЖЭТФ 35, 1282, 1958; Изв. АН АрмССР 12, № 3 (1959). [3] *Г. М. Гарибян, И. И. Гольдман*, ДАН АрмССР, 31, 219 (1960). [4] *Ф. Ф. Терновский*, ЖЭТФ 39, 171 (1960). [5] *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ 39, 334 (1960). [6] *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ 37, 527 (1959). [7] *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ 35, 1435 (1958).