

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Физтех-школа биологической и медицинской физики

Лабораторная работа по общей физике

5.1.2 Эффект Комптона.

Выполнили студенты группы Б06-103:

Фитэль Алена

Флоренская Лидия

Долгопрудный, 2023 г.

1 Введение

Цель работы: С помощью сцинтилляционного спектрометра исследуется энергетический спектр γ -квантов, рассеянных на графите. Определяется энергия рассеянных γ -квантов в зависимости от угла рассеяния, а также энергия покоя частиц, на которых происходит комптоновское рассеяние.

Рассеяние γ -лучей в веществе относится к числу явления, в которых особенно ясно проявляется двойственная природа излучения. Волновая теория, хорошо объясняющая рассеяние длинноволнового излучения, испытывает трудности при описании рассеяния рентгеновских и γ -лучей. Эта теория, в частности, не может объяснить, почему в составе рассеянного излучения, измеренного Комптоном, кроме исходной волны с частотой ω_0 появляется дополнительная длинноволновая компонента, отсутствующая в спектре первичного излучения.

Появление этой компоненты легко объяснимо, если считать, что γ -излучение представляет собой поток квантов (фотонов), имеющих энергию $\hbar\omega$ и импульс $p = \hbar\omega/c$. Эффект Комптона – увеличение длины волны рассеянного излучения по сравнению с падающим – интерпретируется как результат упругого соударения двух частиц: γ -кванта (фотона) и свободного электрона.

Рассмотрим элементарную теорию эффекта Комптона. Пусть электрон до соударения (его энергия равна энергии покоя mc^2), а γ -квант имел начальную энергию $\hbar\omega_0$ и импульс $\hbar\omega_0/c$. После соударения электрон приобретает энергию γmc^2 и импульс γmv , где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$, а γ -квант рассеивается на некоторый угол θ по отношению к первоначальному направлению движения. Энергия и импульс γ -кванта становятся соответственно равными $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_1/c$ (рис. 1).

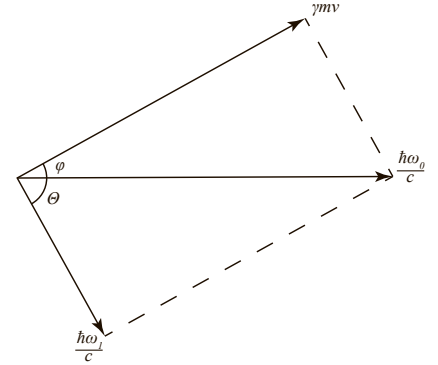


Рисунок 1: Векторная диаграмма рассеяния γ -кванта на электроне

Запишем для рассматриваемого процесса законы сохранения энергии и импульса:

$$\begin{aligned} mc^2 + \hbar\omega_0 &= \gamma mc^2 + \hbar\omega_1, \\ \frac{\hbar\omega_0}{c} &= \gamma mv \cos \varphi + \frac{\hbar\omega_1}{c} \cos \theta, \\ \gamma mv \sin \varphi &= \frac{\hbar\omega_1}{c} \sin \theta. \end{aligned}$$

Решая совместно эти уравнения и переходя от частот ω_0 и ω_1 к длинам волн λ_0 и λ_1 , нетрудно получить, что изменение длины волны рассеянного излучения равно

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta) = \Lambda_k (1 - \cos \theta), \quad (1)$$

где λ_0 и λ_1 – длины волн γ -кванта до и посл рассеяния, а величина

$$\Lambda_k = \frac{h}{mc} = 2.42 \cdot 10^{-10} \text{ см}$$

называется комптоновской длиной волны электрона. Из формулы (1) следует, что комптоновское смещение не зависит ни от длины волны первичного излучения, ни от рода вещества, в котором наблюдается рассеяние. В приведенном выводе электрон в атоме считается свободным. Для γ -квантов с энергией в несколько десятков, а тем более сотен килоэлектрон-вольт, связь электронов в атоме, действительно, мало существенна, так как энергия их связи в легких атомах не превосходит нескольких килоэлектрон-вольт, а для большинства электронов еще меньше.

При рассеянии на связанных электронах изменение импульса кванта воспринимается атомом в целом. Поскольку масса атома очень велика, передача импульса не сопровождается сколько-нибудь заметной передачей энергии, и наблюдается несмещенная (по энергии) компонента в спектре рассеянного излучения. Таким образом, рассеяние γ -квантов на связанных электронах можно рассматривать как упругое столкновение квантов с атомами. В классике такое рассеяние называется рэлеевским и рассматривается как процесс, при котором связанные электроны атома приходят в резонансное колебание под действием падающего излучения, а затем сами излучают фотоны той же частоты. При рассеянии квантов не очень высокой энергии ($1 \div 10$ кэВ) часть электронов ведет себя, как свободные, а часть – как связанные. Оба типа рассеяния при этом наблюдаются одновременно.

При увеличении атомного номера Z рассеивателя сечение рэлеевского рассеяния растет как Z^2 , тогда как сечение комптоновского рассеяния на атоме пропорционально Z . Это происходит по следующей причине. При комптоновском рассеянии каждый электрон атома ведет себя независимо от других, поскольку рассеяние в этом случае происходит на каком-либо одном из атомных электронов. При рэлеевском рассеянии фотоны излучаются всеми (или почти всеми) электронами атомной оболочки, колеблющимися синфазно. Их излучение когерентно, так что складываются амплитуды, а не интенсивности излученных волн электронов.

Сечение комптоновского и рэлеевского рассеяний по-разному зависят и от энергии фотонов. С увеличением энергии сечение рэлеевского рассеяния уменьшается очень быстро, а сечение комптоновского рассеяния – незначительно.

Это различие в энергетической зависимости комптоновского σ_k и рэлеевского σ_r сечений рассеяний показано на рис. 2. Обратите внимание на то, что при рассеянии на углероде рентгеновских квантов с энергией $\simeq 20$ кэВ (как это было в эксперименте Комптона) σ_k порядка σ_r , и поэтому наблюдаются две линии – смещенная и несмещенная. В то же время при рассеянии на углероде фотонов с энергией $\simeq 600$ кэВ (которые используются в данной работе) $\sigma_k \gg \sigma_r$, и поэтому наблюдается только смещенная компонента. Сечение рэлеевского рассеяния на атоме, при уменьшении длины волны уменьшается пропорционально λ^2 вследствие интерференции излучения, рассеянного от различных участков распределения.

В заключение укажем, что кроме рассеяния γ -кванты испытывают в среде поглощение, вызываемое фотоэффектом и рождение электрон-позитронных пар. Процесс рождения пар пороговых, он возможен лишь при энергии γ -квантов больше $2mc^2 = 1.02$ МэВ и в рассматриваемом энергетическом диапазоне не происходит. При фотоэффекте из атома выбивается электрон, а квант поглощается. Импульс кванта делится между вылетевшим электроном и атомом, а его энергия

Рисунок 2: Сечение взаимодействия фотонов с углеродом ($Z = 6$) при энергиях фотона от 10 эВ до 1 МэВ; σ_f – сечение фотоэффекта, σ_r – сечение рэлеевского рассеяния, σ_k – сечение комптоновского рассеяния; σ_{tot} – полное сечение взаимодействия фотонов с ядром углерода

частично передается электрону, а частично тратится на возбуждение атома. Атом практически мгновенно (за время порядка 10^{-8} с) возвращается в нормальное состояние. Его энергия возбуждения либо излучается в виде мягкого фотона, либо передается какому-нибудь другому электрону, который покидает атом (Оже-эффект). И в том, и в другом случае энергия возбуждения обычно поглощается соседними атомами рассеивателя.

Основной целью данной работы является проверка соотношения (1). Применительно к усло-

виям нашего опыта формулу (1) следует преобразовать от длин волн к энергии γ -квантов. Как нетрудно показать, соответствующее выражение имеет вид

$$\frac{1}{\varepsilon(\theta)} - \frac{1}{\varepsilon_0} = 1 - \cos \theta. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon_0 = E_0/(mc^2)$ – выраженная в единицах mc^2 энергия γ -квантов, падающих на рассеиватель, $\varepsilon(\theta)$ – выраженная в тех же единицах энергии квантов, испытавших комптоновское рассеяние на угол θ , m – масса электрона.

2 Экспериментальная установка

Блок-схема установки изображена на рис. 3. Источником излучения 1 служит ^{137}Cs , испускающий γ -лучи с энергией 662 кэВ. Он помещен в толстостенный свинцовый контейнер с коллиматором. Сформированный коллиматором узкий пучок γ -квантов попадает на графитовую мишень 2 (цилиндр диаметром 40 мм и высотой 100 мм).

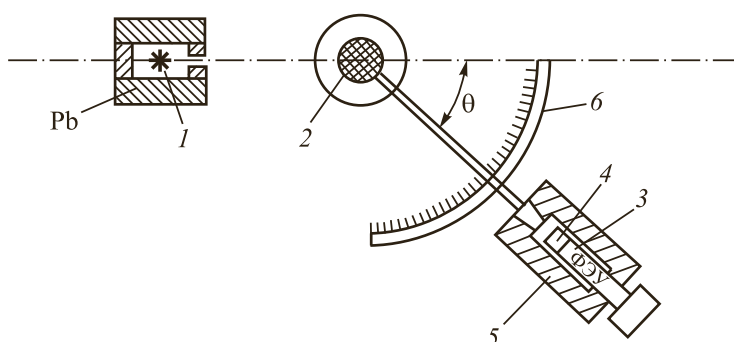


Рисунок 3: Блок-схема установки по изучению рассеяния γ -квантов

Кванты, испытавшие комптоновское рассеяние в мишени, регистрируются сцинтилляционным счетчиком. Счетчик состоит из фотоэлектронного умножителя 3 (далее ФЭУ) и сцинтиллятора 4. Сцинтиллятором служит кристалл NaI(Tl) цилиндрической формы диаметром 40 мм и высотой 40 мм, его выходное окно находится в оптическом контакте с фотокатодом ФЭУ. Сигналы, возникающие на аноде ФЭУ, подаются на ЭВМ для амплитудного анализа. Кристалл и ФЭУ расположены в светонепроницаемом блоке, укрепленном на горизонтальной штанге. Штанга вместе с этим блоком может вращаться относительно мишени, угол поворота отсчитывается по лимбу 6.

Головная часть сцинтилляционного блока закрыта свинцовым коллиматором 5, который формирует входной пучок и защищает детектор от постороннего излучения. Основной вклад в это излучение вносят γ -кванты, проходящие из источника 1 через 6-сантиметровые стенки защитного контейнера. Этот фон особенно заметен при исследовании комптоновского рассеяния на большие углы ($\simeq 120^\circ$), когда расстояние между детектором и источником уменьшается.

3 Ход работы

1. Включим все измерительные устройства и компьютер.
2. Запустим программу и войдем в режим измерения спектра.

3. Проверим функционирование установки в этом режиме при малом времени экспозиции (порядка 1 минуты):
 - (а) снимем спектр при $\theta = 0^\circ$;
 - (b) установим угол $\theta \simeq 30^\circ$ и снова снимем спектр, убедимся в том, что фотопик смещается влево, в сторону меньших энергий;
 - (с) определим положения фотопиков (номера канала) на экране дисплея.
4. Устанавливая сцинтилляционный счетчик под разными углами θ к первоначальному направлению полета γ -квантов и вводя значения этих углов в ЭВМ, снимем амплитудные спектры и определим положение фотопиков для каждого значения угла θ , аппроксимировав полученные функции распределения гауссовскими кривыми (Рисунок). Погрешность определения этих положений примем равной среднеквадратичной погрешности отклонения от полученного распределения, соответствующего данному набору данных. Измерения проводим с шагом 10° в диапазоне от 0° до 120° . Результаты измерений и экстраполяции занесем в Таблицу 1.

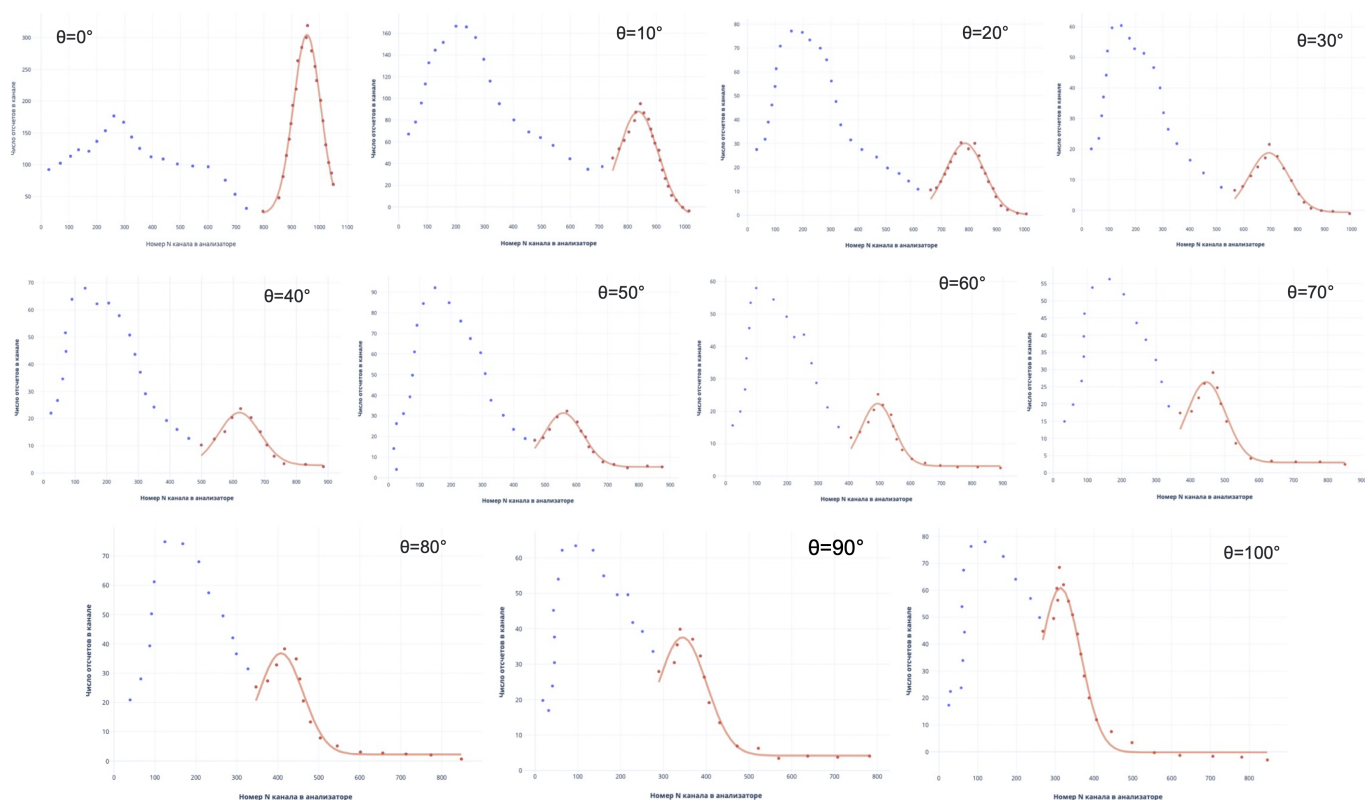


Рисунок 4: Аппроксимация гистограмм числа импульсов от значений их модулей гауссовскими кривыми.

5. Используя экспериментальные результаты, построим график (рис. 5), откладывая по оси абсцисс величину $1 - \cos \theta$, а по оси ординат величину $1/N(\theta)$. Проведем через полученные точки прямую методом взвешенного МНК.

| N | σN | θ , град. | $1 - \cos(\theta)$ | $\sigma(1 - \cos(\theta))$ |
|-----|------------|------------------|--------------------|----------------------------|
| 960 | 50 | 0 | 0.000 | 0.000 |
| 840 | 70 | 10 | 0.015 | 0.003 |
| 790 | 70 | 20 | 0.060 | 0.006 |
| 690 | 70 | 30 | 0.134 | 0.009 |
| 620 | 70 | 40 | 0.234 | 0.011 |
| 560 | 40 | 50 | 0.357 | 0.013 |
| 490 | 50 | 60 | 0.500 | 0.015 |
| 450 | 60 | 70 | 0.658 | 0.016 |
| 410 | 50 | 80 | 0.826 | 0.017 |
| 340 | 60 | 90 | 1.000 | 0.017 |
| 310 | 50 | 100 | 1.174 | 0.017 |

Таблица 1: Распределение номеров каналов N , соответствующих фотопикам для разных углов рассеяния θ

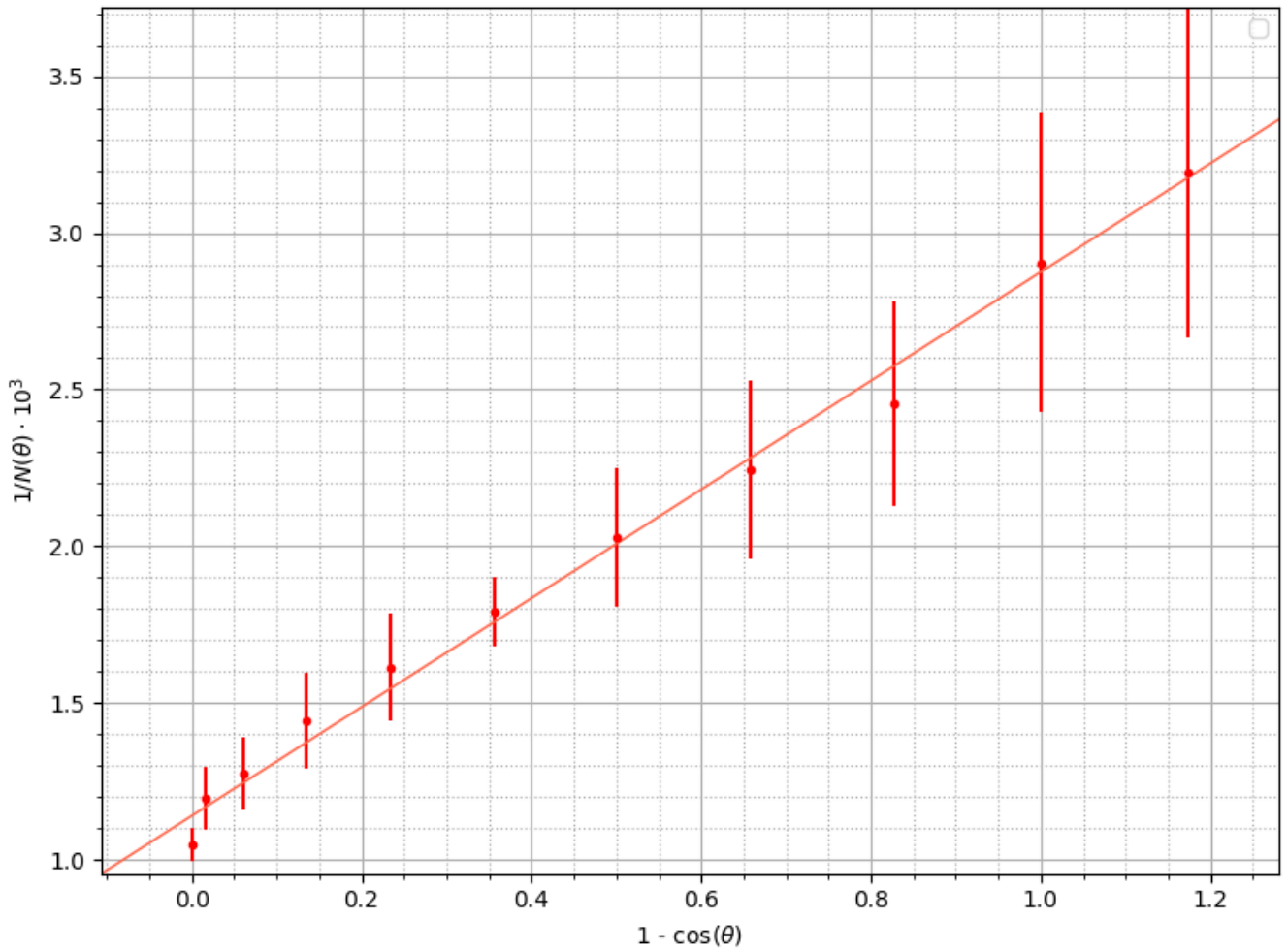


Рисунок 5: График зависимости $\frac{1}{N} = f(1 - \cos \theta)$

6. Заменим в формуле 2 энергию квантов, испытавших комптоновское рассеяние на угол θ , номером канала $N(\theta)$, соответствующего вершине фотопика при указанном угле θ . Обозначая буквой A неизвестный коэффициент пропорциональности между $\varepsilon(\theta)$ и $N(\theta)$, найдем:

$$\frac{1}{N(\theta)} - \frac{1}{N(0)} = A(1 - \cos \theta). \quad (3)$$

Согласно формуле (3) экспериментальные точки должны лежать на одной прямой. Пере-

сечение этой прямой с осью ординат определяет наилучшее значение $N_{\text{наил}}(0)$. Это значение учитывает не только непосредственно измеренную величину $N(0)$, но и измерения сделанные под другими углами, а пересечение линии с прямой $\cos \theta = 0$ позволяет найти наилучшее значение $N_{\text{наил}}(90)$. Таким образом можно найти энергию покоя частиц, на которых происходит комптоновское рассеяние. Снова обратимся к формуле (2). Возвращаясь от переменной ε к энергии E , мы получаем, что при $\theta = 90^\circ$ формула (2) принимает вид

$$mc^2 \left(\frac{1}{E(90)} - \frac{1}{E(0)} \right) = 1,$$

или

$$mc^2 = E(0) \frac{E(90)}{E(0) - E(90)} = E_\gamma \frac{N(90)}{N(0) - N(90)}. \quad (4)$$

где $E(0) = E_\gamma$ – энергия электронов, рассеянных вперед – равна энергии γ -лучей, испускаемых источником (^{137}Cs).

7. С помощью графика 5 и формулы 4 определим энергию покоя частицы, на которой происходит комптоновское рассеяние первичных γ -квантов: Уравнение графика 5:

$$\frac{1}{N} = \frac{1}{N(0)} + A(1 - \cos \theta), \quad \frac{1}{N(0)} = (1.14 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}, \quad A = (1.73 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$$

Номера каналов $N_{\text{наил}}(0), N_{\text{наил}}(90)$:

$$N_{\text{наил}}(0) = \frac{1}{\frac{1}{N(0)}} = 1140 \pm 40,$$

$$N_{\text{наил}}(90) = \frac{1}{\frac{1}{N(0)} + A} = 348 \pm 12,$$

Энергия покоя и масса частиц, на которых происходит Комптоновское рассеяние:

$$mc^2 = E_\gamma \frac{N(90)}{N(0) - N(90)} = E_\gamma \frac{N_{\text{наил}}(90)}{N_{\text{наил}}(0) - N_{\text{наил}}(90)} = 662 \cdot \frac{348}{792} = 291 \pm 15 \text{ кЭв},$$

$$m = \frac{mc^2}{c^2} = (5.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-31} \text{ кг}.$$

4 Обсуждение результатов и выводы

- В ходе работы наблюдалось рассеяние гамма-квантов на электронах графита. Был установлен вид диаграммы направленности излучения источника γ -квантов: при больших углах обнаруживаются фоновые γ -кванты, проходящие через боковую стенку источника.
- Было проведено измерение амплитудных спектров вылетающих вследствие эффекта Комптона электронов, и определено положение фотопиков для каждого значения угла θ , методом аппроксимации данных гауссовскими кривыми. По полученным значениям пиков была построена их зависимость от угла, в точности до нормировочного множителя совпадающая с зависимостью длины волны рассеянных гамма-квантов по простейшему эффекту Комптона от угла рассеяния.
- Проведена оценка массы покоя частиц, на которых происходит Комптоновское рассеяние в нашей установке: $m = (5.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-31} \text{ кг}$.