

**ИЗУЧЕНИЕ ТЕМЫ «ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА ДЖОУЛЯ-ТОМСОНА» В ПРОЦЕССЕ ПОДГОТОВКИ УЧИТЕЛЯ ФИЗИКИ**

*Рассматривается авторская методика изложения теории метода получения низких температур с помощью эффекта Джоуля-Томсона в системе подготовки учителей физики.*

*Ключевые слова: эффект Джоуля-Томсона, энтальпия, дросселирование, температура инверсии.*

Изучение веществ при низких температурах и методов, которыми можно достичь таких температур, представляет большой научный интерес, поскольку в области низких температур все вещества радикально изменяют свои свойства и у них ярко проявляются квантовые эффекты. Кроме этого, при низких температурах обнаруживаются такие явления как сверхтекучесть и сверхпроводимость, которые интересны и особенно привлекательны в техническом использовании. Поэтому изучение методов, которыми можно достичь таких температур должно иметь адекватное отображение в учебных дисциплинах будущих учителей физики.

Анализ современной учебно-методической литературы по теоретической физике, предназначенной для педагогических специальностей [1-4], показывает, что методические вопросы, связанные с изложением теории методов достижения сверхнизких температур, остались вне поля зрения методической науки. Следовательно, перед методической наукой стоит неотложный и важный вопрос создания наглядных и эффективных методик изучения методов получения низких температур, которые отвечают уровню современной науки. Понятно, что в одной ограниченной по объему статье невозможно рассмотреть методику и технологию изложения теории всех методов получения низких температур, поэтому в этой статье мы предлагаем авторскую методику изложения лишь одного метода – метода Джоуля-Томсона, с которого начиналась история развития физики низких температур, и с помощью которого можно получить температуры конденсации воздуха и газов, из которых он состоит. Этот метод интересен не только тем, что с его помощью можно получить действительно низкие температуры, но и тем, что анализ его теории позволяет преподавателю демонстрировать студентам эффективность метода характеристических функций.

Внутренняя энергия тел состоит из кинетической и потенциальной энергий молекул (и их структурных составляющих). Кинетическая энергия зависит от температуры, а потенциальная – от расстояния между частицами, следовательно, внутренняя энергия должна зависеть от температуры и объема. Первая известная попытка определения зависимости внутренней энергии от объема принадлежала еще Гей-Люссаку. Объектом исследования был воздух. Однако он не сделал из своих экспериментов по расширению воздуха надлежащих выводов. Позже эксперименты по расширению воздуха, выполненные с целью выявить изменение температуры, что свидетельствовало бы об изменении внутренней энергии, выполнил Джоуль, но и его эксперименты не отличались достаточной точностью, и не могли дать однозначного ответа на вопрос о зависимости внутренней энергии воздуха от объема. В дальнейшем, для выяснения этого же вопроса, Джоуль совместно с Томсоном (1852-1862 гг.) выполнил серию очень точных экспериментов, которые не только дали ответ на поставленный вопрос, но и открыли новое явление, которое получило название эффект Джоуля-Томсона. Этот эффект в свое время был одним из основных технических методов получения низких температур и ожижения газов.

В экспериментальной установке Джоуля-Томсона исследуемый газ находится в адиабатически изолированном цилиндре (рис. 1), который разделен на две части пористой перегородкой (плотная вата). Перегородки разного вида, которые суживают каналы для движения газа или жидкости, получили название дроссели. Поршни (*A* и *B*), которые могут двигаться вдоль цилиндра, изготовлены из материала, очень плохо проводящего тепло, так что газ практически полностью находится в теплоизолированной оболочке. Движением поршней газ проталкивается через дроссельную перегородку, причем давление  $p_1$  слева от пористой перегородки и справа  $p_2$  ( $p_2 < p_1$ ) поддерживается постоянным. Если давление  $p_2$  мало отличается от  $p_1$ , то эффект Джоуля-Томсона называется дифференциальным, если значительно – интегральным.

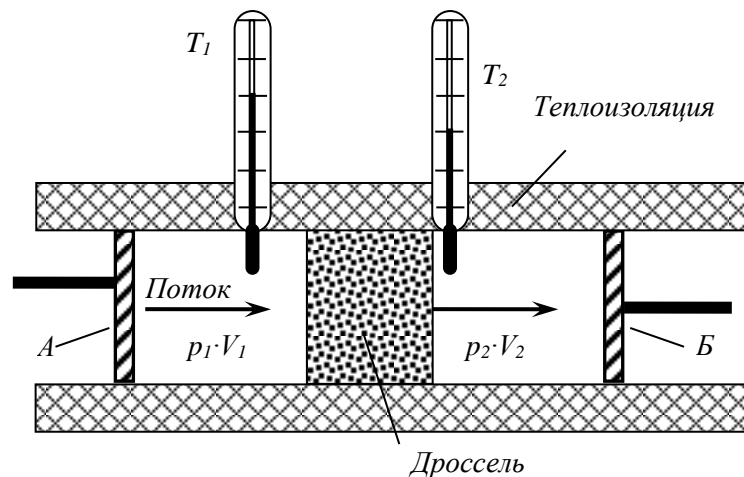


Рис. 1. Схема опыта Джоуля-Томсона

Благодаря наличию пористой перегородки в газе не возникало никаких турбулентных движений. Значительное трение газа в дросселе делало скорость газового потока очень малой, так что при дросселировании кинетическая энергия потока была очень малой и практически не изменялась, поэтому ею можно пренебречь. Большое количество пор в перегородке исключало возникновение турбулентности в движении газа, а значительное трение приводит к тому, что скорость газового потока и практически не меняется по величине. Поэтому при дросселировании газа кинетической энергией, связанной с движением всего потока газа можно пренебречь. Медленность движения газа обеспечивала равновесность состояний газа в обеих частях цилиндра. При стационарном переходе газа из цилиндра в цилиндр теплообмен между газом и пробкой отсутствует. В результате дросселирования в левом цилиндре (рис. 1) устанавливалась постоянная температура  $T_1$ , а в правом – также постоянная температура  $T_2$ . Пусть в начальный момент слева от пробки объем газа равен  $V_1$ , а справа  $V_2=0$ , то есть правый поршень впритык приближен к пробке (рис. 2, а). После проталкивания данной порции газа левый поршень впритык приблизится к пробке (рис. 2, б), а в правой части газ займет объем  $V_2$ . Поскольку система теплоизолирована от окружающей среды, то первое начало термодинамики для всего газа запишется в виде:

$Q = 0 = \Delta E + A_{лев.} + A_{пр.}$ , где  $A_{лев.}$  и  $A_{пр.}$  – это работа, выполненная газом, соответственно в левой и правой частях цилиндра,  $\Delta E = E_2 - E_1$  – изменение внутренней энергии всего газа.

Подставляя значение этих работ и  $\Delta E$  в предыдущее равенство, имеем:

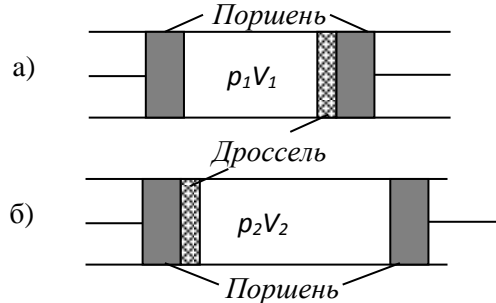


Рис. 2. К расчету энтальпии в опыте Джоуля-Томсона

$$E_2 - E_1 + p_1(0 - V_1) + p_2(V_2 - 0) = 0 \Rightarrow$$

$$E_2 + p_2V_2 = E_1 + p_1V_1.$$

Таким образом, приходим к выводу, что при таком проталкивании газа через пористую перегородку сохраняется энтальпия газа:  $(E + pV) = const.$

Определим коэффициент  $a_I = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_I$ , который характеризует изменение

температуры газа в опыте Джоуля-Томсона в зависимости от перепада давления в цилиндрах (при постоянной энтальпии). С этой целью рассмотрим энтальпию при независимых параметрах  $I = I(S, p)$ , а энтропию – как функцию давления и температуры  $S = S(T, p)$  и запишем их дифференциалы:

$$dI = TdS + Vdp, \quad dS = \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_p dT + \left( \frac{\partial S}{\partial p} \right)_T dp.$$

Подставляя дифференциал энтропии  $dS$  в предыдущее выражение, получим:

$$dI = \left( T \left( \frac{\partial S}{\partial p} \right)_T + V \right) dp + c_p dT.$$

Учитывая, что процесс дросселирования идет при постоянной энтальпии, а также известное соотношение Максвелла  $\left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = - \left( \frac{\partial S}{\partial p} \right)_T$ , из полученного выражения определяем коэффициент Джоуля-Томсона:

$$a_I = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_I = \frac{1}{c_p} \left\{ T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V \right\}. \quad (I)$$

При рассмотрении термодинамической теории эффекта Джоуля-Томсона следует особо подчеркнуть ощутимые преимущества метода характеристических функций. Действительно, для энтальпии мы выбрали переменные  $(S, p)$ , при которых она владеет всеми свойствами термодинамических потенциалов, и достаточно легко получили выражение (I) для коэффициента Джоуля-Томсона. Если бы мы выбрали другие переменные, например,  $(T, p)$ , что на первый взгляд является более рациональным, поскольку определяется зависимость между изменением температуры и давлением, то

пришли бы к тупиковой ситуации. Действительно, в таком случае мы должны были бы записать дифференциал энтальпии в виде:  $dI = \left(\frac{\partial I}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial I}{\partial T}\right)_p dT$ . Откуда

коэффициент, который характеризует изменение температуры как функцию перепада давления в цилиндрах при постоянной энтальпии, будет равен:

$$\alpha_I = \left(\frac{dT}{dp}\right)_I = -\left(\frac{\partial I}{\partial p}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial I}\right)_p^{-1} = -\frac{1}{c_p} \left(\frac{\partial I}{\partial p}\right)_T.$$

Но производная  $\left(\frac{\partial I}{\partial p}\right)_T$  в правой части экспериментально не определяется и ее, используя соотношение Максвелла, невозможно выразить через другие величины, поэтому необходимо перейти к другим частным производным, что мы и сделали с самого начала.

Коэффициент Джоуля-Томсона ( $I$ ) будет положительным, то есть в результате проталкивания газа через пористую перегородку температура снижается ( $dp < 0$  и  $dT < 0$ ), если числитель дроби в правой части выражения (1) будет положительным (поскольку  $C_p > 0$ ).

Оценим коэффициент Джоуля-Томсона для идеального и реального (вандерваальсовского) газа.

$$\text{Рассмотрим сначала идеальный газ. Для него имеем: } \alpha_I = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_I = \frac{1}{C_p} \left(T \frac{R}{p} - V\right) = 0,$$

следовательно, никакого изменения температуры при дросселировании идеального газа не должно наблюдаться.

Реально существующие газы достаточно хорошо описываются уравнением Ван-дер-Ваальса, которое для одного моля газа имеет вид:

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2} \quad (\text{II})$$

Найдем дифференциал этого выражения:

$$dp = -\left(\frac{RT}{(V-b)^2} - \frac{2a}{V^3}\right)dV + \frac{RdT}{(V-b)}. \quad (\text{III})$$

Дросселирование происходит при постоянном давлении в обоих цилиндрах, потому частную производную  $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$ , которая фигурирует в (I), определим из (III):

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = R \left\{ (V-b) \left( \frac{RT}{(V-b)^2} - \frac{2a}{V^3} \right) \right\}^{-1}.$$

После подстановки этой производной в (I) и элементарных преобразований, получаем выражение коэффициента Джоуля-Томсона для газа Ван-дер-Ваальса:

$$\alpha_I = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_I = \frac{1}{c_p} \left( \frac{\frac{2a}{RT} - b}{1 - \frac{2a}{RTV}} \right).$$

Поправки  $a$  и  $b$  малы, поэтому в первом приближении слагаемыми, которые содержали произведения  $ab$  и  $ab^2$ , в последнем выражении пренебрегли. В полученном выражении  $C_p > 0$  и  $\left(1 - \frac{2a}{RTV}\right) > 0$  положительные величины (поскольку  $a$  малая

величина), следовательно, знак коэффициента Джоуля-Томсона газа Ван-дер-Ваальса определяется знаком числителя правой части последнего выражения. При этом возможные варианты:

$$\left( \frac{2a}{RT} - b \right) \begin{cases} > 0; \\ = 0; \\ < 0. \end{cases}$$

Все газы, за исключением водорода и гелия, при дросселировании от комнатной температуры охлаждаются, а водород и гелий наоборот нагреваются. И для каждого газа существует особенная температура – температура инверсии, при которой дросселирование не приводит к изменению температуры. Эта температура, очевидно,

определится из соотношения:  $\left( \frac{2a}{RT_{ин}} \right) - b = 0$ . Приходим к выводу, что температура

инверсии зависит от постоянных Ван-дер-Ваальса, которые, как известно, учитывают силы притяжения ( $a$ ) и силы отталкивания ( $b$ ) между молекулами.

Для выяснения физического содержания полученных выводов заметим, что знак эффекта Джоуля-Томсона определяется тем, какая из вандерваальсовских постоянных  $a$  и  $b$ , которые при дросселировании имеют противоположное влияние, доминируют. Известно, что константа  $a$  пропорциональна внутреннему давлению в газе и, следовательно, работе его расширения, которая выполняется для преодоления сил межмолекулярного притяжения. Поэтому наличие этой константы предопределяет рост потенциальной энергии газа при его расширении, который происходит за счет кинетической энергии молекул газа и, следовательно, приводит к снижению температуры. Наличие константы  $b$ , пропорциональной суммарному объему газовых молекул, предопределяет большую, сравнительно с идеальным газом, интенсивность сил отталкивания между молекулами при значительных плотностях газа. Вследствие того, что давление слева от пробки больше, чем справа, обеспечивается выполнение неравенства  $p_1 V_1 > p_2 V_2$ . Следовательно, суммарная работа при расширении газа является отрицательной, то есть выполняется над газом. Это, при условии адиабатической изоляции газа, и вызывает его нагревание. Оба рассмотренных фактора действуют одновременно, но роль второго растет с повышением температуры, чем и объясняется отрицательность эффекта Джоуля-Томсона в области высоких температур и его положительность в области низких температур. Более точный расчет, в котором указанными раньше комбинациями поправок  $a$  и  $b$  не пренебрегают, показывает, что для каждого газа может существовать две температуры инверсии, значения которых зависят от давления.

Далее следует рассмотреть схему промышленной установки для получения низких температур с использованием эффекта Джоуля-Томсона, которую создал Линде, и охарактеризовать ее достоинства и недостатки, а также сосредоточить внимание

студентов на том, что ф эффекте Джоуля-Томсона  $\left( \frac{\partial S}{\partial p} \right)_I = -\frac{V}{T} < 0$ . Поскольку при

дросселировании давление снижается ( $dp < 0$ ), то приходим к выводу, что  $dS > 0$ . Следовательно, описанный процесс дросселирования является необоротным. В этой связи необходимо особо подчеркнуть, что из принципиальной точки зрения использование необоротного адиабатического дроссельного эффекта является далеко не наилучшим методом охлаждения. Теоретически несравненно более рациональным является применение обратного адиабатического расширения с выполнением работы, когда охлаждение газа происходит очень интенсивно не только за счет расширения, но и

в результате выполнения им работы по преодолению внешнего давления. При этом, в отличие от эффекта Джоуля-Томсона, при адиабатическом обратном расширении газа его температура снижается при всех условиях. Действительно, температурный коэффициент  $\alpha_s$  адиабатического обратного расширения с выполнением внешней работы можно определить, по аналогии с (I) формулой  $\alpha_s = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_s$ . Превратим правую

часть этого определения, используя второй закон термодинамики и определения теплоемкости при постоянном давлении:

$$\alpha_s = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_s = \left( \frac{\partial V}{\partial S} \right)_p = T \left( \frac{\partial V}{c_p \partial T} \right)_p = \frac{T}{c_p} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p.$$

Поскольку  $T$  и  $c_p$  – всегда

положительные величины, и для всех газов (включая и идеальный) всегда выполняется неравенство  $\left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p > 0$ , то при уменьшении давления температура всегда

уменьшается.

В заключение темы следует рассмотреть практическое применение метода обратного расширения газа с выполнением работы в первой холодильной машине такого типа (холодильная машина Клода) и последующих разработках (турбодетандеры Капицы) и др. а также предложить студентам написать рефераты по данной теме.

Рассмотренная методика изложения вопроса о получении низких температур с помощью эффекта Джоуля-Томсона охватывает все ключевые аспекты этого вопроса, не содержит избыточной информации и математических сложностей и потому, как показывает собственный опыт преподавания теоретической физики, достаточно легко и с интересом воспринимается студентами.

#### Литература

1. Базаров И. П. Термодинамика. / И. П. Базаров. – М.: Высшая школа, 1991. – 376 с.
2. Квасников И.А. Термодинамика. / И.А. Квасников. – М.: Едиториал УРСС, 2002. – 240 с.
3. Кубо Р. Термодинамика. / Р. Кубо. – М.: Мир, 1970. – 304 с.
4. Новиков И.И. Термодинамика. / И.И. Новиков. – М.: Машиностроение, 1984. – 592 с.

Мороз И.А. профессор кафедры экспериментальной и теоретической физики, кандидат технических наук, доцент.

Сумский государственный педагогический университет имени А.С.Макаренка, Сумы (Украина)

e-mail: [mofozetf@mail.ru](mailto:mofozetf@mail.ru)